COMPTES RENDUS

(DOKLADY)

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES DE L'URSS

NOUVELLE SÉRIE

1936

IMPERIAL MYCOLOGICAL
26 NOV. 1936
INSTITUTE

VOLUME IV

№ 3

ÉDITION DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES DE L'URSS
MOSCOU

AVIS AUX AUTEURS

Les «Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS» sont publiés en livraisons, neuf numéros formant un volume d'environ 500 pages pourvu de sa table des matières.

Les «Comptes Rendus de l'Académie des Sciences de l'URSS» publient des communications préalables des auteurs précisant le contenu essentiel des travaux plus volumineux en préparation. Ces articles, ne dépassant pas comme règle dix mille signes typographiques, sont donnés en l'une des trois langues: français, anglais, allemand. Ils embrassent les sciences mathématiques, physiques et naturelles et les aspects théoriques des applications techniques, reproduisant des résultats de recherches scientifiques actuellement en cours ou à peine achevées qui représentent les plus récentes acquisitions de l'investigation scientifique.

Les articles sont publiés dans la langue de l'original envoyé par l'auteur (français, anglais, allemand).

Les auteurs ont droit chacun à 25 extraits gratuits.

Les manuscrits doivent être adressés à la Rédaction de «Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS»—Moscou, oulitza Kuibyševa, 8.

COMPTES RENDUS

(DOKLADY)

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES DE L'URSS

NOUVELLE SÉRIE

4-me année

Paraissant tous les dix jours

COMITÉ DE RÉDACTION

A. Borissiak, de l'Académie, A. Richter, de l'Académie, S. Wawilow, de l'Académie
A. Fersman, de l'Académie.

1936

VOLUME IV (XIII)—№ 3 (107)

Moscou

TABLE DES MATIÈRES

Pages

MATHÉMATIQUES

V. S. Ignatovskij (W. Ignatowsky), korrespondierendes Mitglied der Akademie. Zur Laplace-Transformation. III 107

MÉCANIQUE

S. Lechnickij. Die Spannungen in einer unendlichen, anisotropen, durch elliptische Öffnung geschwächten Platte 111

AÉRODYNAMIQUE

P. A. Valther, korrespondierendes Mitglied der Akademie. Flügelauftrieb und dessen Moment bei den grossen Geschwindigkeiten 117

PHYSIQUE

J. Weichherz und **B. Gouguell.** Eine neue Zustandsgleichung 121

PHYSIQUE CHIMIQUE

M. B. Neumann and **P. M. Tutakin.** On the Transition of Cold Flame into Hot One at Low Temperature Auto-Ignition of Butane 127

PHYSIQUE DU GLOBE

V. Šaronov (W. W. Scharonow). Bestimmung des Luftextinktionsfaktors und der Sichtweite aus den mittels Lufttrübungsmesser erhaltenen Daten 131

CHIMIE PHYSIQUE

M. A. Rosenberg, K. E. Avaliani und **F. B. Jurkovskaja.** Auflösung der «Vakuumfilme» von Metallen in Säuren. I. Auflösung von Chrom in Schwefelsäure 135

GÉOCHIMIE

V. V. Tiščenko and **M. D. Rydalevskaja.** An Attempt of the Chemical Investigation of the Humic Acids of Different Soil Types 141

B. N. Forsch. Geochemische Zusammensetzung des Ozean- und Kontinentalwassers (Wasser des Baikals) 145

ZOOLOGIE

A. Taranetz. Description of three New Species of the Genus *Icelus Kröyer (Pisces, Cottidae)* from the Sea of Japan and from Okhotsk Sea 149

E. P. Slastenenko. The Species of the Genus *Tripterygion* found in the Black Sea 153

ZOOLOGIE EXPÉRIMENTALE

G. Streich und **E. Svetosarov.** Die Bedeutung der Temperatur und des Geschlechtshormons im Prozesse der Mauser bei Vögeln 157

E. Svetozarov und **G. Streich.** Faktoren, welche den Geschlechts- und Saisondimorphismus im Gefieder der Enten bestimmen 163

Imprimé par l'ordre de l'Académie des Sciences de l'URSS.
Secrétaire perpétuel membre de l'Académie **N. Gorbounov.**
Comité de Rédaction: **A. Borissiak,** de l'Académie, **A. Fersman,** de l'Académie, **A. Richter,** de l'Académie. **S. Wawilow,** de l'Académie. Rédacteur en chef A. Fersman—Rédacteur S. Bernstein

En composition: 27.IX. 1936.—En impression: 29.X. 1936. Nombre de feuilles d'imprimerie: 4. Nombre de caractères par feuille imprimée 65.000—Pages 105—168. Format du papier 72×110 cm. Tirage 1300. Moscou. Glavlit B—50711—Numéro d'édition 436.—Numéro typographique 1264

Imprimerie № 16, Moscou, Trekhproudnij péréoulok, 9.

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1936. Volume IV (XIII), № 3 (107)

MATHEMATIK

ZUR LAPLACE-TRANSFORMATION. III

Von V. S. IGNATOVSKIJ (W. IGNATOWSKY), korrespondierendem Mitglied der Akademie

In den vorhergehenden Noten I und II (1) betrachteten wir Differentialgleichungen in bezug auf einen Raum von einer Dimension. Wir wollen nun zu zwei oder drei Dimensionen übergehen und setzen deshalb folgende Gleichung an:

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \Delta u + c_1 \frac{\partial u}{\partial t} + mu = \varphi(x, y, z, t), \tag{1}$$

wobei Δ, wie gewöhnlich,

$$\Delta u = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \tag{2}$$

bedeutet. Gehen wir in (1) zu einer Dimension über, so erhalten wir die Gleichung (1) der Note II, aber mit $a_1 = 0$. Dies letztere ist mit Absicht angenommen, um in (1) eine in bezug auf die Koordinaten invariante Form zu erhalten.

In dieser Note betrachten wir einen Raum von drei Dimensionen und werden im speziellen mit den sphärischen Koordinaten r, φ, ϑ operieren, die zwischen folgenden Grenzen zu nehmen sind:

$$0 \leqslant r; \quad 0 \leqslant \varphi \leqslant \pi; \quad 0 \leqslant \vartheta \leqslant 2\pi. \tag{3}$$

Für $\varphi = 0$ fällt r mit der positiven Y-Achse zusammen und bei $\varphi = \frac{\pi}{2}$ und $\vartheta = 0$ mit der positiven X-Achse. Allgemein haben wir:

$$x = r \sin\varphi \cdot \cos\vartheta; \quad y = r\cos\varphi; \quad z = r\sin\varphi \cdot \sin\vartheta. \tag{4}$$

Bezeichnen wir ferner:

$$\lambda = \cos\varphi, \tag{5}$$

so erhalten wir aus (1):

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \left\{\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1-\lambda^2}{r^2}\frac{\partial^2 u}{\partial \lambda^2} - \frac{2\lambda}{r^2}\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{r^2(1-\lambda^2)}\frac{\partial^2 u}{\partial \vartheta^2}\right\} + c_1\frac{\partial u}{\partial t} + mu = \varphi(x, y, z, t) = \varepsilon(r, \varphi, \vartheta, t). \tag{6}$$

Wir setzen nun:

$$u = u_s \begin{matrix} \cos s\vartheta \\ \sin s\vartheta \end{matrix} \Big\} \; s = 0, 1, 2, \ldots \tag{7}$$

und

$$\varepsilon = \varepsilon_s \begin{matrix} \cos s\vartheta \\ \sin s\vartheta \end{matrix} \Big\} \; s = 0, 1, 2, \ldots, \tag{8}$$

da wir Eindeutigkeit in bezug auf ϑ annehmen. Weiter setzen wir:

$$u_s = q_n \cdot P^s_{n+s}(\lambda) \tag{9}$$

und

$$\varepsilon_s = \eta_n \cdot P^s_{n+s}(\lambda), \tag{10}$$

wo $P^s_{n+s}(\lambda)$ die s-te zugeordnete der Legendreschen Funktion $P_n(\lambda)$ bedeutet. Darauf erhalten wir aus (6):

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 q_n}{\partial t^2} + c_1 \frac{\partial q_n}{\partial t} - \left[\frac{\partial^2 q_n}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial q_n}{\partial r} - \frac{n(n+1)}{r^2} q_n\right] + m q_n = \eta_n . \tag{11}$$

Wir haben in (10) angenommen, dass η_n von s nicht abhängt (nur ein Index n). Deshalb folgt aus (11), dass dasselbe auch für q_n gelten wird. Es werden also $q_n(r, t)$ und $\eta_n(r, t)$ Funktionen nur von r und t sein.

Die Gleichung (11) wollen wir nun für

$$r_1 \leqslant r \leqslant r_2 \quad \text{und} \quad t > 0 \tag{12}$$

und gewisse Rand- und Anfangsbedingungen untersuchen, d. h. innerhalb des Raumes zwischen zwei konzentrischen Kugeln *.

Wir bezeichnen:

$$\left.\begin{array}{ll} q_n(r_1 + 0,\ t) = q_{n,1}(t); & q_n(r_2 - 0,\ t) = q_{n,2}(t); \\ \left(\dfrac{\partial q_n}{\partial r}\right)_{r \to r_1} = h_{n,1}(t); & \left(\dfrac{\partial q_n}{\partial r}\right)_{r \to r_2} = h_{n,2}(t); \\ q_n(r_1, + 0) = g_n(r); & \left(\dfrac{\partial q_n}{\partial t}\right)_{t \to 0} = G_n(r). \end{array}\right\} \tag{13}$$

Entsprechend der Note II, werden wir $\eta_n(r, t)$, $g_n(r)$ und $G_n(r)$ als bekannt voraussetzen, und von den anderen vier Grössen in (13) müssen je zwei gegeben sein und zwar in den folgenden vier Kombinationen:

$$\left.\begin{array}{ll} \text{a)}\ q_{n,1}(t),\ q_{n,2}(t); & \text{b)}\ h_{n,1}(t),\ q_{n,2}(t); \\ \text{c)}\ q_{n,1}(t),\ h_{n,2}(t); & \text{d)}\ h_{n,1}(t),\ h_{n,2}(t). \end{array}\right\} \tag{14}$$

Wir setzen in (11):

$$q_n = p_n e^{-\mu t}, \tag{15}$$

und erhalten dann statt (11):

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p_n}{\partial t^2} - \left[\frac{\partial^2 p_n}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial p_n}{\partial r} - \frac{n(n+1)}{r^2} p_n\right] + \varrho^2 p_n = \zeta_n(r, t) = e^{\mu t}\eta_n(r, t) \tag{16}$$

mit

$$\mu = \frac{c_1 c^2}{2}; \quad \varrho^2 = m - \frac{c_1^2 c^2}{4}. \tag{17}$$

---

* Der Fall des vollen Raumes innerhalb einer Kugel und ebenso derjenige de Aussenraumes werden in weiteren Noten behandelt.

Das Folgende ist, im Prinzip analog den Ausführungen der Note II, nur komplizierter, da die Fourierentwicklung nach komplizierteren Funktionen ausgeführt wird.

Wir wollen deshalb nur das Endresultat hinschreiben und zwar für den Fall a) von (14) und erhalten:

$$r \cdot q_n(r,\ t) = \sum_{s=0}^{\infty} \Psi_n(r_1,\ r,\ k_n^{(s)}) \int_0^t e^{-\mu y} \sin(c\alpha_s y) \cdot$$

$$\cdot \left\{ c_s' r_1 q_{n,\,r}(t-y) - r_2 b_s' q_{n,\,2}(t-y) \right\} dy +$$

$$+ c(-1)^n \sum_{s=0}^{\infty} \mu_s \Psi_n(r_1,\ r,\ k_n^{(s)}) \int_0^t e^{-\mu y} \gamma_{s,\,1}(t-y) \sin(c\alpha_s y)\, dy +$$

$$+ (-1)^n e^{-\mu t} \sum_{s=0}^{\infty} \mu_s \Psi_n(r_1,\ r,\ k_n^{(s)}) \left\{ \gamma_{s,\,2} \cos(c\alpha_s t) + \frac{\gamma_{s,\,3}}{c\alpha_s} \sin(c\alpha_s t) \right\}, \qquad (18)$$

mit

$$\gamma_{s,\,1}(t) = \int_{r_1}^{r_2} x\, \eta_n(x,\ t)\, \Psi_n(r_1,\ x,\ k_n^{(s)})\, dx, \qquad (19)$$

$$\gamma_{s,\,2} = \int_{r_1}^{r_2} x\, g_n(x)\, \Psi_n(r_1,\ x,\ k_n^{(s)})\, dx, \qquad (20)$$

$$\gamma_{s,\,3} = \int_{r_1}^{r_2} x \left\{ G_n(x) + \mu g_n(x) \right\} \Psi_n(r_1,\ r,\ k_n^{(s)})\, dx. \qquad (21)$$

Hierbei bedeutet

$$\Psi_n(r_1,\ r,\ k) = -\Psi_n(r,\ r_1,\ k) =$$

$$= k\sqrt{r r_1} \left\{ I_{-n-\frac{1}{2}}(kr_1) \cdot I_{n+\frac{1}{2}}(kr) - I_{n+\frac{1}{2}}(kr_1)\, I_{-n-\frac{1}{2}}(kr) \right\}, \qquad (22)$$

und $k_n^{(s)}$ ist die s-te Wurzel der Gleichung:

$$\Psi_n(r_1,\ r_2,\ k) = 0. \qquad (23)$$

Ferner ist

$$\alpha_s = \sqrt{\varrho^2 - [k_n^{(s)}]^2}. \qquad (24)$$

Wir bezeichnen:

$$\beta_{s,\,n} = \frac{I_{n+\frac{1}{2}}(r_1,\ k_n^{(s)})}{I_{n+\frac{1}{2}}(r_2,\ k_n^{(s)})}. \qquad (25)$$

Dann erhalten wir

$$\mu_s = \frac{\pi^2}{2r_1(1-\beta_{s,\,n}^2)}, \qquad (26)$$

$$c_s' = \frac{2(-1)^n k_n^{(s)} c}{\pi \alpha_s}\, \mu_s, \qquad (27)$$

$$b_s' = c_s' \sqrt{\frac{r_1}{r_2}} \cdot \beta_{s,\,n}. \qquad (28)$$

Aus (22) ersehen wir, dass $k_n^{(0)} = 0$ immer eine Wurzel der Gleichung (23) sein wird. Für $s \geqslant 1$ können die Wurzeln auf Grund der Untersuchung von M'Mahon (2) bestimmt werden.

Für $n = 0$ erhalten wir:

$$\Psi_0(r_1, r_2; k_0^{(s)}) = \frac{2 \operatorname{sh}(k_0^{(s)} l)}{\pi}; \quad l = r_2 - r_1, \tag{29}$$

und die Wurzeln hiervon sind $k_0^{(s)} = \pm \frac{i\pi s}{l}$. Hierbei geht nun (19) in den Ausdruck (28) meiner Note II über *, falls wir dort $rq_n(r, t)$, $r - r_1$ und $r_2 - r_1$ an Stelle von $u(x, t)$, x und l setzen, wie es auch sein muss, unter Beachtung, dass hierbei $a_1 = \nu = 0$ angenommen ist.

Institut für Mathematik
und Mechanik der Universität
Leningrad.

Eingegangen
d. 19. IX. 1936.

ZITIERTE LITERATUR

[1] Ignatovsky, C. R. Acad. Sci. URSS, II, № I, 5—11 (1935); II, № 5 (1936).
[2] A. Gray a. J. M. MacRobert, Bessel Functions, London, Macmillan & Co., p. 261, Case VI (1922); G. N. Watson, Bessel Functions, Cambridge, p. 507 (1922); Jahnke u. Emde, Funktionentafeln, Leipzig, Teubner, 2-te Aufl., S. 274—276 (1933).

* Dort muss in der Formel (28) im letzten Glied (bei dem Sinus) c nicht im Zähler, sonder im Nenner stehen.

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1936. Volume IV (XIII), № 3 (107)

MECHANIK

DIE SPANNUNGEN IN EINER UNENDLICHEN, ANISOTROPEN, DURCH ELLIPTISCHE ÖFFNUNG GESCHWÄCHTEN PLATTE

Von S. LECHNICKIJ

(Vorgelegt von B. Galerkin, Mitglied der Akademie, d. 25. IX. 1936)

1. Betrachten wir das elastische Gleichgewicht des homogenen anisotropen Körpers, dessen Material in jedem Punkte eine Ebene der elastischen Symmetrie besitzt. Bestimmen wir das Koordinatsystem in der Weise, dass XOY-Ebene sich parallel der Ebene der elastischen Symmetrie befindet, so haben wir den Ausdruck des verallgemeinerten Hooks Gesetzes:

$$\left.\begin{aligned} e_{xx} &= a_{11}X_x + a_{12}Y_y + a_{13}Z_z + a_{16}X_y, \\ e_{yy} &= a_{12}X_x + a_{22}Y_y + a_{23}Z_z + a_{26}X_y, \\ e_{zz} &= a_{13}X_x + a_{23}Y_y + a_{33}Z_z + a_{36}X_y, \\ e_{xy} &= a_{16}X_x + a_{26}Y_y + a_{36}Z_z + a_{66}X_y, \\ e_{yz} &= a_{44}Y_z + a_{45}X_z, \\ e_{xz} &= a_{45}Y_z + a_{55}X_z. \end{aligned}\right\} \tag{1.1}$$

Falls der Körper sich im ebenen Spannungszustande oder im Zustande der ebenen Deformation befindet, kann man die Spannungen X_x, Y_y, X_y, bei der Abwesenheit der Volumenkräfte, durch Spannungsfunktion $F(x, y)$ ausdrücken:

$$X_x = \frac{\partial^2 F}{\partial y^2}, \quad Y_y = \frac{\partial^2 F}{\partial x^2}, \quad X_y = -\frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y}. \tag{1.2}$$

Die Funktion F befriedigt der Gleichung

$$\beta_{22}\frac{\partial^4 F}{\partial x^4} - 2\beta_{26}\frac{\partial^4 F}{\partial x^3 \partial y} + (2\beta_{12} + \beta_{66})\frac{\partial^4 F}{\partial x^2 \partial y^2} - 2\beta_{16}\frac{\partial^4 F}{\partial x \partial y^3} + \beta_{11}\frac{\partial^4 F}{\partial y^4} = 0, \tag{1.3}$$

wo im Falle des ebenen Spannungszustandes β_{ik} die Koeffizienten a_{ik} aus den Gleichungen (1.1) sind, und im Falle des Zustandes des ebenen Deformation $\beta_{ik} = (a_{ik}a_{33} - a_{i3}a_{k3}) : a_{33}$.

Der allgemeine Ausdruck für F ist:

$$F = F_1(z_1) + F_2(z_2) + \overline{F}_1(\overline{z}_1) + \overline{F}_2(\overline{z}_2), \tag{1.4}$$

wo F_1 und F_2 willkürliche analytische Funktionen der Variablen $z_1 = x + \mu_1 y$, $z_2 = x + \mu_2 y$ sind; μ_1, μ_2 — Wurzeln der Gleichungen

$$\beta_{11}\mu^4 - 2\beta_{16}\mu^3 + (2\beta_{12} + \beta_{66})\mu^2 - 2\beta_{26}\mu + \beta_{22} = 0. \tag{1.5}$$

Diese Wurzeln für jeden ideal elastischen Körper bekommt man komplex:

$$\mu_1 = \alpha + \beta i, \quad \mu_2 = \gamma + \delta i \ (^1).$$

Führen wir die Funktionen $\Phi_1(z_1) = F'(z_1)$, $\Phi_2(z_2) = F'(z_2)$ ein, so können $\frac{\partial F}{\partial x}$, $\frac{\partial F}{\partial y}$ ebenso wie die Spannungen und Verschiebungen u, v durch die Funktion $\Phi_1(z_1)$ und $\Phi_2(z_2)$ ausgedrückt werden:

$$\frac{\partial F}{\partial x} = 2R[\Phi_1(z_1) + \Phi_2(z_2)], \quad \frac{\partial F}{\partial y} = 2R[\mu_1\Phi_1(z_1) + \mu_2\Phi_2(z_2)]; \tag{1.6}$$

$$\left.\begin{aligned} X_x = 2R[\mu_1^2\Phi_1'(z_1) + \mu_2^2\Phi_2'(z_2)], \quad Y_y = 2R[\Phi_1'(z_1) + \Phi_2'(z_2)], \\ X_y = -2R[\mu_1\Phi_1'(z_1) + \mu_2\Phi_2'(z_2)], \end{aligned}\right\} \tag{1.7}$$

$$\left.\begin{aligned} u = 2R[p_1\Phi_1(z_1) + p_2\Phi_2(z_2)] + Cy + C_1, \\ v = 2R[q_1\Phi_1(z_1) + q_2\Phi_2(z_2)] - Cx + C_2, \end{aligned}\right\} \tag{1.8}$$

wo $p_1 = \beta_{11}\mu_1^2 + \beta_{12} - \beta_{16}\mu_1$; $p_2 = \beta_{11}\mu_2^2 + \beta_{12} - \beta_{16}\mu_2$,

$q_1 = (\beta_{12}\mu_1^2 + \beta_{22} - \beta_{26}\mu_1)\colon \mu_1$, $q_2 = (\beta_{12}\mu_2^2 + \beta_{22} - \beta_{26}\mu_2)\colon \mu_2$,

C, C_1, C_2 — willkürliche Konstanten.

2. In der vorstehenden Aufgabe werden wir annehmen: 1) das Material der Platte ist homogen und hat in jedem Punkte eine Ebene der elastischen Symmetrie, die parallel zur Mittelebene ist, 2) die Flächenkräfte sind angewandt zum Rande der Öffnung und wirken in der Mittelebene (der Fall des ebenen Spannungszustandes).

Das Koordinatsystem bestimmen wir so, dass die XOY-Ebene mit der Mittelebene zusammentrifft und die Richtungen der Achsen OX und OY mit den Richtungen der Halb-Achsen der Ellipse a und b zusammentreffen.

Verweilen wir bei der ersten Grundaufgabe. Die am Rande der Öffnung wirkenden Flächenspannungproektionen bezeichnen wir mit X_n und Y_n. In diesem Falle werden die Grenzbedingungen für die Funktionen $\Phi_1(z_1)$ und $\Phi_2(z_2)$ folgenderweise geschrieben (²):

$$\frac{\partial F}{\partial x} = f_1(x', y') + a', \quad \frac{\partial F}{\partial y} = f_2(x', y') = a'', \tag{2.1}$$

oder

$$\left.\begin{aligned} 2R[\Phi_1(z_1') + \Phi_2(z_2')] = f_1(x', y') + a', \\ 2R[\mu_1\Phi_1(z_1') + \mu_2\Phi_2(z_2')] = f_2(x', y') + a'', \end{aligned}\right\} \tag{2.2}$$

wo x', y' — Koordinaten des Punktes auf dem Umrisse der Ellipse,

$$z_1' = x' + \mu_1 y', \ z_2' = x' + \mu_2 y', \ f_1(x', y') = -\int_0^s Y_n ds, \ f_2(x', y') = \int_0^s X_n ds$$

(die Integration ist längs dem Boden in der positiven Richtung ausgeführt); a', a'' sind willkürliche Konstanten.

Innerhalb des vom Kör er erfüllten Gebietes S, müssen $\Phi_1(z_1)$, $\Phi_2(z_2)$, $\Phi_1'(z_1)$, $\Phi_2'(z_2)$ als stetige Funktionen x und y angenommen sein; die linken Teile der Ausdrücken (1.7) und (1.8) müssen als eindeutige Funktionen von x und y sein. Ausserdem, in der Unendlichkeit sind $\Phi_1'(\infty) = 0$, $\Phi_2'(\infty) = 0$.

Zur Betrachtung führen wir zwei Ebenen $X_1O_1Y_1$ und $X_2O_2Y_2$ ein, die dadurch bedingt sind, dass die Koordinaten ihrer Punkte x_1, y_1 und

x_2, y_2 mit den Koordinaten der auf der XOY-Ebene liegenden Punkte durch Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} x_1 &= x + \alpha y, \quad y_1 = \beta y, \\ x_2 &= x + \gamma y, \quad y_2 = \delta y, \end{aligned}\right\} \tag{2.3}$$

verbunden sind.

Dem vom Körper erfüllten Gebiet S (das Aussengebiet der Ellipse L) entsprechen eindeutig und afin auf den Ebenen $X_1O_1Y_1$ und $X_2O_2Y_2$ die Gebiete S_1 und S_2, äussere in bezug auf gewisse Ellipsen L_1 und L_2. Aus (2.3) folgt, dass S_1 und S_2 auf dem Wege der homogenen Deformation der Ebene aus S entstehen (Ausdehnung, Verschiebung und Drehung).

Jetzt können wir betrachten $\Phi_1(z_1)$ und $\Phi_2(z_2)$ als Funktionen einfacher komplexer Variablen $z_1 = x_1 + iy_1$ und $z_2 = x_2 + iy_2$ auf den komplexen Ebenen $X_1O_1Y_1$ und $X_2O_2Y_2$. Die Aufgabe kommt auf die Bestimmung der Funktionen $\Phi_1(z_1)$ und $\Phi_2(z_2)$, die mit ihren Ableitungen in den Gebieten S_1 bzw. S_2 stetig sind (vielleicht mit der Ausnahme der Punkte der Grenzen L_1 und L_2) und den erwähnten Eindeutigkeits- und Grenzbedingungen (2.2) genügen. In den linken Teilen der Gleichungen (2.2) figurieren dabei die Werte der Funktionen auf den Grenzen L_1 und L_2 und in den rechten Teilen—die auf der Grenze L gegebenen Funktionen.

3. Wir können die Gebiete S, S_1, S_2 auf die Aussenseite S_0 des Einheitskreises L_0 konform abbilden und zwar so, dass den sich auf den Grenzen L, L_1, L_2 in afinen Wechselbeziehungen befindenden Punkten ein Punkt auf der Grenze des Einheitskreises entsprechen wird. Die Funktionen, welche konforme Abbildungen ausführen, sind:

$$z = \frac{a+b}{2}\zeta + \frac{a-b}{2}\,\frac{1}{\zeta}, \tag{3.1}$$

$$z_1 = \frac{a-i\mu_1 b}{2}\zeta + \frac{a+i\mu_1 b}{2}\,\frac{1}{\zeta}, \tag{3.2}$$

$$z_2 = \frac{a-i\mu_2 b}{2}\zeta + \frac{a+i\mu_2 b}{2}\,\frac{1}{\zeta}. \tag{3.3}$$

Hier ist ζ ein Punkt im Gebiete S_0. Aus (3.2) und (3.3) bekommen wir:

$$\zeta = \frac{z_1 + \sqrt{z_1^2 - (a^2 + \mu_1^2 b^2)}}{a - i\mu_1 b}, \tag{3.4}$$

$$\zeta = \frac{z_2 + \sqrt{z_2^2 - (a^2 + \mu_2^2 b^2)}}{a - i\mu_2 b}. \tag{3.5}$$

Merken wir uns, dass dem innerhalb des Gebietes S liegenden Punkte solche Punkte entsprechen, die innerhalb der Gebiete S, S_1, S_2 liegen und sich in keinen afinen Wechselbeziehungen befinden.

Bezeichnen wir den Punkt auf dem Umrisse L_0 des Einheitskreises durch $\sigma = e^{\vartheta i}$ (ϑ—Polarwinkel). Auf Grund der Gleichungen (3.1) können wir x', y' und damit auch $f_1(x', y')$, $f_2(x', y')$ durch σ ausdrücken. $f_1(x', y')$, $f_2(x', y')$ lassen sich im allgemeinen Falle in der Form der Reihen darstellen:

$$\left.\begin{aligned} f_1(x', y') &= \alpha_0 + \lambda_1 \lg \sigma + \sum_{m=1}^{\infty} (\alpha_m \sigma^m + \bar{\alpha}_m \sigma^{-m}), \\ f_2(x', y') &= \gamma_0 + \lambda_2 \lg \sigma + \sum_{m=1}^{\infty} (\gamma_m \sigma^m + \bar{\gamma}_m \sigma^{-m}). \end{aligned}\right\} \tag{3.6}$$

Man kann beweisen, dass λ_1 und λ_2 mit Proektionen X, Y des Hauptvektors der Flächenkräfte durch Wechselbeziehungen:

$$\lambda_1 = \frac{Y}{2\pi i}, \quad \lambda_2 = \frac{X}{2\pi i}$$

verbunden sind ([3]).

Wählen wir die Funktionen $\Phi_1(z_1)$ und $\Phi_2(z_2)$ in der Form der Reihen aus,

$$\left.\begin{aligned} \Phi_1(z_1) &= A_0 + A \lg \frac{z_1 + \sqrt{z_1^2 - (a^2 + \mu_1^2 b^2)}}{a - i\mu_1 b} + \\ &+ \sum_{m=1}^{\infty} A_m \left[\frac{a - l\mu_1 b}{z_1 + \sqrt{z_1^2 - (a^2 + \mu_1^2 b^2)}}\right]^m, \\ \Phi_2(z_2) &= B_0 + B \lg \frac{z_2 + \sqrt{z_2^2 - (a^2 + \mu_2^2 b^2)}}{a - i\mu_2 b} + \\ &+ \sum_{m=1}^{\infty} B_m \left[\frac{a - i\mu_2 b}{z_2 + \sqrt{z_2^2 - (a^2 + \mu_2^2 b^2)}}\right]^m. \end{aligned}\right\} \tag{3.7}$$

Auf den Umrissen L_1 und L_2 haben wir:

$$\left.\begin{aligned} \Phi_1(z_1') &= A_0 + A \lg \sigma + \sum_{m=1}^{\infty} A_m \sigma^{-m}, \\ \Phi_2(z_2') &= B_0 + B \lg \sigma + \sum_{m=1}^{\infty} B_m \sigma^{-m}. \end{aligned}\right\} \tag{3.8}$$

Setzen wir die Ausdrücke (3.8) in die Gleichungen (2.2) und vergleichen die Koeffizienten bei gleichen Potenzen von σ, so finden wir:

$$A_m = \frac{\overline{\beta}_m - \mu_2 \overline{\alpha}_m}{\mu_1 - \mu_2}, \qquad B_m = -\frac{\overline{\beta}_m - \mu_1 \overline{\alpha}_m}{\mu_1 - \mu_2}. \tag{3.9}$$

Indem wir die Koeffizienten bei $\lg \sigma$ vergleichen und die Eindeutigkeit der Verschiebungen u und v auf dem Umrisse L berücksichtigen, erhalten wir die Gleichungen zur Bestimmung A und B:

$$\left.\begin{aligned} &A + B - \overline{A} - \overline{B} = \lambda_1, \\ &A\mu_1 + B\mu_2 - \overline{A}\,\overline{\mu}_1 - \overline{B}\,\overline{\mu}_2 = \lambda_2, \\ &Ap_1 + Bp_2 - \overline{A}\,\overline{p}_1 - \overline{B}\,\overline{p}_2 = 0, \\ &Aq_1 + Bq_2 - \overline{A}\,\overline{q}_1 - \overline{B}\,\overline{q}_2 = 0. \end{aligned}\right\} \tag{3.10}$$

Die Koeffizienten A_0 und B_0 bleiben willkürlich; sie wirken nur auf Verschiebungen des Körpers als Ganzen.

Für den Fall, wenn auf der Unendlichkeit gewisse Spannungen f, q, t gegeben sind, ist die Lösung durch Auflegung leicht zu erhalten. Z.B., im Falle, wenn die Platte mit der elliptischen Öffnung einer Wirkung der dehnbaren Spannungen p auf der Unendlichkeit in der Richtung der Halbachse ausgesetzt ist, haben wir:

$$A = B = 0, \qquad A_m = B_m = 0 \qquad (m \geqslant 2);$$

$$A_1 = -\frac{pb}{2} \cdot \frac{i}{\mu_1 - \mu_2}, \qquad B_1 = \frac{pb}{2} \cdot \frac{i}{\mu_1 - \mu_2},$$

zur Spannung X_x ist es aber nötig die Grösse p hinzuzufügen.

Die Lösung der zweiten Grundaufgabe bekommen wir auf demselben Wege mit Hilfe der Funktionen (3.7). Für die Genauigkeit der Lösung ist es nötig den Hauptvektor der Flächenkräfte, die auf den Umriss der Öffnung wirken, angeben.

Vermerken wir uns, dass auf dem analogischen Wege, mit Hilfe der konformen Abbildungen auf die Halbebene wird die Aufgabe über Spannungen im Gebiete, welches die Aussenseite der Parabel $y = ax^2$ darstellt, gelöst. Der Verfasser hat eine vollständige Lösung dieser Aufgabe erhalten.

Institut für Mathematik und Mechanik
der Universität in Leningrad.

Eingegangen
d. 25. IX. 1936.

ZITIERTE LITERATUR

[1] С. Г. Лехницкий, Некоторые случаи плоской задачи анизотропного тела, Сборник «Экспериментальные методы определения напряжений и деформаций, стр. 153—157 (1935). [2] Н. И. Мусхелишвили, Некоторые основные задачи математической теории упругости, стр. 99 (1933). [3] Ibidem, стр. 100, формула (1)

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1936. Volume IV (XIII), № 3 (107)

AERODYNAMIK

FLÜGELAUFTRIEB UND DESSEN MOMENT BEI DEN GROSSEN GESCHWINDIGKEITEN

Von P. A. WALTHER, korrespondierendem Mitglied der Akademie

(Vorgelegt von S. A. Tschapligin, Mitglied der Akademie, d. 25. IX. 1936)

Wenn die Mach'sche Zahl klein ist, so können wir den Strömungsdruck p nach der Formel ([1], [4]):

$$p = \text{const} - \frac{\rho_\infty V^2}{2} - \frac{\rho_\infty V_\infty^2}{4c^2} V_0^2 + \frac{\rho_\infty V_0^4}{8c^2} \tag{1}$$

berechnen. Daraus ergeben die bekannten Konturenintegrale, in welchen p linear auftritt, die Kraft, die auf den Flügel wirkt, und ihr Moment. Wir wollen die zwei ersten Glieder der Gleichung (1) und auch die entsprechenden Komponenten in den Ausdrücken für die Kraft und das Kraftmoment Bernoullische Glieder nennen. Die zwei anderen Gliede, der Gleichung (1) und die ihnen entsprechenden Komponenten der Kraft und des Kraftmoments nennen wir nicht-Bernoullische Glieder. Das erste von den letzteren hängt ab von der zweiten Potenz V_0^2 der Geschwindigkeit des Hauptstroms, das andere von der vierten Potenz V_0^4.

Für die Bernoullische Komponenten der Kraft und des Kraftmoments haben wir die Ausdrücke:

$$\left.\begin{aligned} \overline{P}(B) &= \frac{i\rho_\infty}{2} \int_C V^2 \overline{dz} = \frac{i\rho_\infty}{2} \int_C \overline{W}^2 dz, \\ \mathcal{M}(B) &= -\frac{\rho_\infty}{2} \int_C z V^2 \overline{dz} = -\frac{\rho_\infty}{2} \int_C z \overline{W}^2 dz; \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

ebenso erhält man für die nicht-Bernoullischen Komponenten die Formeln ([2]):

$$\left.\begin{aligned} P_1(H) &= \frac{V_\infty^2}{2c^2} P_0; \qquad P_2(H) = \frac{i\rho_\infty}{8c^2} \int_C V_0^4 dz, \\ \mathcal{M}_1(H) &= \frac{V_\infty^2}{2c^2} \mathcal{M}_0; \qquad \mathcal{M}_2(H) = \frac{\rho_\infty}{8c^2} \int_C z V_0^4 \overline{dz}. \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

Dabei ist zu bemerken, dass die Grösse $P_1(H)$ für kleine Mach'sche Zahlen dem Zusatz gleich ist, welchen uns die bekannte Prandtlsche For-

mel gibt. Deswegen wollen wir $P_1(H)$ und $\Psi_1(H)$ Prandtl's Kraft und Moment nennen.

Da ([1], [4])

$$\left.\begin{aligned} W &= W_0 + W_1 \\ W_1 &= \frac{1}{4\pi c^2}\int\int_{\Omega} W_A d\sigma_A, \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

wo W_A die Geschwindigkeit der Strömung A ist, welche die die Ausdehnung der kompressiblen Flüssigkeit modellierende Quelle im Punkt A hervorruft, so bekommen wir leicht:

$$P(B) = P_0 + P(\sigma); \quad \Psi(B) = \Psi_0 + \Psi(\sigma). \tag{5}$$

Hier sind P_0, Ψ_0 die Kraft und ihr Moment, welche am Flügel in der unkompressiblen Flüssigkeit wirken, und $P(\sigma)$, $\Psi(\sigma)$ die Bernoullische supplementäre Kraft und ihr Moment, die folgenden Wert haben:

$$\overline{P}(\sigma) = \frac{i\rho_\infty}{4\pi c^2}\int\int_{\Omega} S_A d\sigma_A; \qquad \Psi(\sigma) = -\frac{\rho_\infty}{4\pi c^2}\int\int_{\Omega} T_A d\sigma_A. \tag{6}$$

Die Grössen:

$$S_A = \int_{\mathcal{C}} \overline{W}_0 \overline{W}_A dz; \qquad T_A = \int_{\mathcal{C}} z\overline{W}_0\overline{W}_A dz, \tag{7}$$

die in (6) stehen, sind die Integrale, welche uns bis auf weggelassene konstante Faktoren die supplementäre Kraft geben, in dem Falle, wo wir auf die Hauptströmung eine elementare Strömung (nicht die ganze Menge) A superponieren, die einer bestimmten Lage des Punktes A entspricht.

Mit Hilfe der bekannten Sätze der Theorie der analytischen Funktionen haben wir jetzt:

$$\left.\begin{aligned} S_A &= \int_K \overline{W}_0\overline{W}_A\, dz - \int_{k(A)} \overline{W}_0\overline{W}_A dz = S_A(K) + S_A(k), \\ T_A &= \int_K z\,\overline{W}_0\overline{W}_A dz - \int_{k(A)} z\,\overline{W}_0\overline{W}_A dz = T_A(K) + T_A(k), \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

wo K die Kreislinie eines grossen Halbmessers R mit dem Zentrum in $z = 0$ und $k(A)$ diejenige von einem kleinen Halbmesser mit dem Zentrum in A sind.

Die Gleichungen (6) und (8) geben die Bernoullische Suplementkraft und ihr Moment:

$$P(\sigma) = P_\infty(\sigma) + P_\Omega(\sigma); \quad \Psi(\sigma) = \Psi_\infty(\sigma) + \Psi_\Omega(\sigma), \tag{9}$$

wo

$$\left.\begin{aligned} P_\infty(\sigma) &= \frac{i\rho_\infty}{4\pi c^2}\int\int_{\Omega} S_A(K)\, d\sigma_A; \quad \Psi_\infty(\sigma) = -\frac{\rho_\infty}{4\pi c^2}\int\int_{\Omega} T_A(K)\, d\sigma_A, \\ P_\Omega(\sigma) &= \frac{i\rho_\infty}{4\pi c^2}\int\int_{\Omega} S_A(k)\, d\sigma_A; \quad \Psi_\Omega(\sigma) = -\frac{\rho_\infty}{4\pi c^2}\int\int_{\Omega} T_A(k)\, d\sigma_A. \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

Die einfachen Berechnungen beweisen, das die Kraft $P_\Omega(\sigma)$ von den nicht-Bernoullischen Kräften $P_1(H)$ und $P_2(H)$, welche uns die Gleichungen (3) geben, ausgeglichen wird. Also wirkt ausser der Kraft P_0 nur die Kraft

$$P_1 = P_\infty(\sigma) = i\rho_\infty J_1 W_\infty \tag{11}$$

auf den Flügel. Diese Kraft nennen wir nach dem Namen des Forschers, welcher sie entdeckt hat, Glauerts' Kraft.

Die Kraft P_1 genügt dem Joukowskischen Satz, ebenso wie die Kraft P_0, nur muss man dabei für die Zirkulation um den Flügel den Wert J_1 annehmen, der der Zirkulation der Supplementarströmung (2, 4) gleicht.

Die am Flügel wirkende totale Kraft

$$P = P_0 + P_1 = -i\rho_\infty J W_\infty \qquad (12)$$

folgt demselben Satz, aber in diesem Falle gleicht die Zirkulation dem Werte

$$J = J_0 + J_1, \qquad (13)$$

d. h. der totalen Zirkulation um den Flügel in der Strömung der kompressiblen Flüssigkeit.

Für die Momente sind die Ergebnisse nicht so klar. Erstens, findet für das Moment $\mathcal{Y}_\infty(6)$, welches wir Glauertsches Moment nennen folgende Gleichung statt:

$$\mathcal{Y}_\infty(6) = -\frac{\rho_\infty}{4\pi c^2}\left[2\pi \overline{W}_\infty \iint_{\mathfrak{L}} a_2(A)\, d\sigma_A - \frac{J_0 J_1}{2\pi}\right], \qquad (14)$$

wo $a_2(A)$ der Koeffizient bei z^{-2} in der Reihe:

$$\overline{W}_A = \frac{Q_A - iJ_A}{2\pi z} + \frac{a_2(A)}{z^2} + \frac{a_3(A)}{z^3} + \ldots \qquad (14')$$

ist. Dabei aber lässt sich das über unendliche Strömungsgebiet erstreckte Integral nicht summieren und damit im Ausdruck für $\mathcal{Y}_\infty(6)$ ist das Glied:

$$\frac{i\rho_\infty J_0^2 V_\infty^2}{2\pi c^2} \log R \qquad (15)$$

anwesend, das unendlich mit dem Halbmesser R des Integrierenskreises wächst.

Das andere Supplementarmoment $\mathcal{Y}_\mathfrak{L}(6)$ wird in drei Momente zergliedert:

$$\mathcal{Y}_\mathfrak{L}(6) = \mathcal{Y}_{1\mathfrak{L}} + \mathcal{Y}_{2\mathfrak{L}} + \mathcal{Y}_{3\mathfrak{L}}. \qquad (16)$$

Ähnlich, wie im Falle der Kräfte, hält das Moment $\mathcal{Y}_{2\mathfrak{L}}$ dem zweiten, nicht-Bernoullischen Moment $\mathcal{Y}_2(H)$ das Gleichgewicht. Im Unterschied zu dem Fall der Kräfte gleicht dagegen das Moment $\mathcal{Y}_{1\mathfrak{L}}$ nicht das Moment $\mathcal{Y}_1(H)$ aus, sondern es gibt mit ihm zusammen eine einfache Kombination:

$$\mathcal{Y}_2 = \mathcal{Y}_1(H) + \mathcal{Y}_{1\mathfrak{L}} = i\pi\rho_\infty a^2 W_\infty \frac{V_\infty^2}{2c^2}. \qquad (17)$$

Das bedeutet, dass das ursprüngliche Prandtl's Moment im seinen reellen Teil zweimal kleiner wird und eine entgegengesetzte Richtung bekommt. Die Kombination (17) nennen wir ausgeartetes Prandtlschen Moment.

Das das Moment $\mathcal{Y}_{3\mathfrak{L}}$ gebende Integral lässt sich ebenfalls nicht summieren, da es das Glied:

$$-\frac{i\rho_\infty J_0^2 V_\infty^2}{2\pi c^2} \log R \qquad (18)$$

enthält.

Die unendlichen Glieder (15) und (18) löschen einander aus und deshalb bleibt die Kombination:

$$\mathcal{Y}_1 = \mathcal{Y}_\infty(6) + \mathcal{Y}_{32} =$$

$$= -i\rho_\infty \left\{ \frac{1}{2c^2} \lim_{R\to\infty} \left[\overline{W}_\infty \iint_{(R)} a_2(A)\, d\sigma_A - \frac{1}{2}\left(\pi R^2 - \iint_{(R)} V_0^4 d\sigma\right)\right] - \frac{J_0 J_1}{2\pi} \right\}, \quad (19)$$

welche man k o m p e n s i e r t e s G l a u e r t ' s M o m e n t nennen kann, endlich.

Als Resultat erhalten wir den Satz: *im Falle der Strömung einer kompressiblen Flüssigkeit ist das Moment der am Flügel wirkenden Kraft gleich der Summe des Hauptmoments $\mathcal{Y}_0$ und zweier Ergänzungsmomente: erstens, des ausgearteten Prandtlschen Moments und, zweitens, des kompensierten Glauerts' Moments.*

Die alle oben erhaltenen Ausdrücke sind durch bestimmte Integrale dargestellt, deren Berechnung die Aufgabe in Zahlen aufzulösen erlaubt. Zum Beispiel im Falle des Joukowskischen Flügels läuft das Problem auf das Integrieren von rationellen Funktionen hinaus.

Zentral Aero-Hydrodynamisches Institut.

Eingegangen d. 25 IX. 1936.

ZITIERTE LITERATUR

[1] P. A. W a l t h e r. Bulletin de l'Académie des Sciences de l'URSS, № 1 (1934). Classe des sciences mathématiques et naturelles. [2] П. А. В а л ь т е р, Технические заметки ЦАГИ, № 45 (1935). [3] П. А. В а л ь т е р, Технические заметки ЦАГИ, № 45 (1935). [4] P. A. W a l t h e r, Veröffentlichungen des Zentralen Aero-Hydrodynamischen Joukowsky Instituts, № 222.

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1936. Volume IV (XIII), № 3 (107)

PHYSIK

EINE NEUE ZUSTANDSGLEICHUNG

J. WEICHHERZ und B. GOUGUELL

(Vorgelegt von E. Britzke, Mitglied der Akademie, d. 22. IX. 1936)

§ 1

Bei Auswertung mittels graphischer Analyse der experimentellen Ergebnisse für die Fluidität binärer, kein Fluiditätmaximum oder minimum aufweisenden Gemische wurde eine Gleichung erhalten die innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen das Verhalten dieser Gemische genau wiedergibt.

Wenn φ die Fluidität des Gemisches, φ_1 die Fluidität der einen Komponente mit dem Molbruch $(1-x)$, φ_2 die Fluidität der zweiten Komponente mit dem Molbruch x ist, so erhalten wir in der graphischen Darstellung eine gerade Linie, sofern $\frac{1}{\varphi_1-\varphi}$ gegen das Verhältnis der Molbrüche $\frac{1-x}{x}$ aufgetragen wird. Die Funktion $\frac{1}{\varphi_1-\varphi}=f\left(\frac{1-x}{x}\right)$ entspricht also einer geraden Linie und besitzt folgende Form:

$$\frac{1}{\varphi_1-\varphi}=m\frac{1-x}{x}+k. \tag{1}$$

Die Bedeutung der Konstante k ergibt sich für $x=1$, also wenn die zweite Komponente rein vorliegt. Es ist sodann $\varphi=\varphi_2$ und

$$\frac{1}{\varphi_1-\varphi_2}=k, \tag{2}$$

m ist die Richtungstangente der für $\frac{1}{\varphi_1-\varphi}$ und $\frac{1-x}{x}$ linearen Gleichung und kann durch Differentiierung der nunmehrigen Gleichung

$$\frac{1}{\varphi_1-\varphi}=m\frac{1-x}{x}+\frac{1}{\varphi_1-\varphi_2} \tag{3}$$

unter Berücksichtigung der Grenzbedingung $x\to 0$, $\varphi\to\varphi_1$ bzw. $\varphi'\to\varphi_1'$ ermittelt werden. Die Differentiierung ergibt:

$$\frac{\varphi'}{(\varphi_1-\varphi)^2}=-\frac{m}{x^2}. \tag{4}$$

Setzen wir in die Gleichung (4) $\frac{1}{\varphi_1 - \varphi}$ aus der Gleichung (3) und lassen $x \to 0$ und $\varphi' \to \varphi_1'$ werden, so erhält man

$$m = -\frac{1}{\varphi_1'} \tag{5}$$

Ausdruck (5) in (3) und (4) eingesetzt ergibt:

$$\frac{\varphi_1 - \varphi}{x} = \sqrt{\varphi_1' \varphi'} \tag{6}$$

und

$$\frac{1}{\varphi_1 - \varphi} = -\frac{1}{\varphi_1'} \cdot \frac{1-x}{x} + \frac{1}{\varphi_1 - \varphi_2}. \tag{7}$$

Die Gleichung (6) besagt, dass die mittlere Änderung der Fluidität des Gemisches von φ_1 bis φ im Verhältnis zum Molbruch x das geometrische Mittel der ersten Ableitungen von φ an den Stellen $x = 0$ und x ist. Die Gleichungen (6) und (7) zeichnen sich durch völlige Abwesenheit willkürlicher Konstanten aus.

§ 2

Es wurde nunmehr gefunden, dass diese Gleichungen auch die Abhängigkeit der Fluidität vom Druck und von der Temperatur wiedergeben. Um für diese Fälle den Gleichungen eine geeignete Form zu geben, kann in der Gleichung (6) x durch den Ausdruck $(\zeta_1 - \zeta)$ ersetzt werden, also

$$\frac{\varphi_1 - \varphi}{\zeta_1 - \zeta} = \sqrt{\varphi_1' \varphi'}, \tag{8}$$

wobei ζ die Bedeutung der Temperatur oder des Druckes haben kann und (φ_1, ζ_1) bzw. (φ, ζ) jeweils zusammengehörende Wertepaare sind. Durch Integration der Gleichung (8) und Berücksichtigung der Grenzbedingung $\zeta = \zeta_2$ und $\varphi = \varphi_2$ erhalten wir:

$$\frac{1}{\varphi_1 - \varphi} - \frac{1}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{1}{\varphi_1'}\left(\frac{1}{\zeta_1 - \zeta} - \frac{1}{\zeta_1 - \zeta_2}\right). \tag{9}^*$$

Der Quadratwurzelausdruck in der Gleichung (8) gab uns den Fingerzeig, dass der physikalische Kern der Gleichung in den Molekularattraktionskräften verankert ist. Wenn diese Annahme richtig ist, so müsste die Gleichung auch für alle Zustandsvariable, für alle Funktionen der Zustandsvariablen, auch für thermodynamische Funktionen Gültigkeit besitzen. Die rechnerische Nachprüfung an Hand der Literaturangaben zeigte dass diese Voraussetzung vollständig richtig war und dass die Gleichungen (8) und (9) für gasförmige, flüssige und feste Stoffsysteme gültig sind.

---

* Mit Hilfe einfacher Transformationen der Gleichung (9) für den Fall, dass φ = Fluidität und ζ = Temperatur ist, bekommt die Gleichung (9) die Form, die ihr Graetz schon gegeben hat und praktisch sehr gut die experimentellen Ergebnisse wiedergibt:

$$\eta = A \frac{t_0 - t}{t - t_1}$$

wo η die Viskosität bei der Temperatur t und t_1, t_0 und A Konstanten sind.

§ 3

In Anbetracht dieses Resultates bliebe aber der prinzipielle Unterschied zwischen der Gleichung (8) bzw. (9) und den klassischen Gasgleichungen unverständlich, wenn nicht gezeigt werden könnte, dass letztere nur einen speziellen Fall von der Gleichung (8) darstellen.

Wenden wir Gleichung (8) für die Funktion $v = f(t)$ und setzen zwecks Vereinfachung $t_1 = 0$. Es ergibt sich sodann

$$v - v_1 = t\sqrt{v_1' v'}. \tag{10}$$

Wenn wir nun annehmen, dass der Ausdehnungskoeffizient des Stoffsystems im ganzen Gebiet konstant ist

$$\alpha_1 = \frac{v'}{v_1} = \frac{v_1'}{v_1} = \text{const}, \tag{11}$$

also auch $v' = v_1' = \text{const}$, so liefert die Gleichung (10):

$$v = v_1(1 + \alpha_1 t), \tag{12}$$

also die Gay-Lussac'sche Gleichung. Dieselbe Überlegung führt für die Funktion $p = f(t)$ bzw. $pv = f(t)$ zur zweiten Gay-Lussac'schen Gleichung:

$$p = p_1(1 + \alpha_1 t), \tag{13}$$

bzw. zur Boyle-Mariotte-Gay-Lussac'schen Gleichung:

$$pv = p_1 v_1 (1 + \alpha_1 t)\,*. \tag{14}$$

§ 4

Die Prüfung der Gleichung (9) an Hand der experimentellen Materials hat gezeigt, dass sie für alle Stoffsysteme gültig ist, wenn nirgends $\frac{\partial a}{\partial z} = 0$ ist, d. h. wenn kein Maximum oder Minimum auftritt.

Betrachten wir die Funktion $v = f(p)$: wenn $p = \infty$, so ist v_0 durch die Gleichung (15) gegeben:

$$\frac{1}{v_0 - v_1} - \frac{1}{v_2 - v_1} = \frac{1}{v_1'} \cdot \frac{1}{p_1 - p_2}. \tag{15}$$

In graphischer Darstellung wird der Wert $\frac{1}{v_0 - v_1}$ für $\frac{1}{p - p_1} = 0$ als Abschnitt auf der Ordinaten-Achsedargestellt. Hieraus lässt sich berechnen das Volumen bei unendlichem Druck. Nachdem man auf diese Weise die Grösse erhalten hat, kann man v_0 und daraus den Moleküldurchmesser berechnen. Für Äthyläther wurde auf diesem Wege ein Durchmesser von $5.2 \cdot 10^{-8}$ für Äthylalkohol ein solcher von $4.2 \cdot 10^{-8}$ erhalten, während die auf anderem Wege ermittelten Zahlen Jägers $4.8 \cdot 10^{-8}$ bzw. $3.6 \cdot 10^{-8}$ betragen!

Alle anderen Zustandsvariablen und Funktionen haben bei $p = \infty$ und $t = -\infty$ eine endliche Bedeutung.

Geben wir φ die Bedeutung der Menge (a) einer adsorbierten Substanz, ζ — die Bedeutung eines Druckes oder Konzentration (p) und wählen ausserdem

* Aus diesen Überlegungen geht hervor, dass das Kriterium des idealen Zustandes die Beständigkeit des ersten Differentialquotienten von φ ist.

die Anfangsbedingungen für $a_1 = 0$ und $p_1 = 0$, so nimmt die Gleichung (9) folgende Form an:

$$\frac{1}{a} - \frac{1}{a_2} = \frac{1}{a_1'}\left(\frac{1}{p} - \frac{1}{p_2}\right). \tag{16}$$

Setzen wir hierin für die Konstanten Glieder

$$k = -\frac{1}{a_1'} \cdot \frac{1}{p_2} + \frac{1}{a_2}$$

und entwickeln die Gleichung für a, so ergibt sich die Langmuirsche Gleichung für Adsorption:

$$a = \frac{a_1' p}{1 + k a_1' p}. \tag{17}$$

Die Differentialgleichung der Adsorption ist also entsprechend der Gleichung (8)

$$\frac{a}{p} = \sqrt{a_1' a'}. \tag{18}$$

Nachdem nach unseren Ausführungen die Gleichungen (8) und (9) eine zweite Annäherung darstellen, muss es analog zu den idealen Gasgesetzen auch eine erste Annäherung für die Adsorption geben. Diese ist $a_1' = a' = \text{const}$:

$$\frac{a}{p} = a_1',$$

a ist also in erster Annäherung eine lineare Funktion von p. Die Langmuirische Gleichung ergibt dieselbe lineare Abhängigkeit, wenn $ka_1'p$ neben 1 vernachlässigt werden kann.

Es soll noch darauf aufmerksam gemacht werden, dass die Gleichung (9) für φ und ζ symmetrisch ist, d. h. φ und ζ können vertauscht werden, ohne dass Form und Sinn der Gleichung sich dabei verändern.

Welche Änderungen diese Gleichungen in den thermodynamischen Gleichungen hervorrufen und welche Bedeutung sie für den dritten Satz der Thermodynamik haben, wird an anderer Stelle samt Analyse und Schlussfolgerungen besprochen. Dort werden auch die experimentellen Grundlagen dieser Gleichungen bekannt gegeben.

Zusammenfassung

1. An Hand der Fluiditätsmessungen binärer Gemische wurde mittels graphischer Analyse eine neue Gleichung aufgefunden, die sich als allgemeine Zustandsgleichung für gasförmige, flüssige uns feste Stoffsysteme erwies.

2. Die theoretische Herleitung und Analyse der Gleichung zeigte, dass die idealen Gasgesetze eine erste Annäherung darstellen, während die neue Gleichung eine zweite Annäherung ist. Die neue Gleichung beschreibt alle Zustandsänderungen von Stoffsystemen, wenn kein Maximum, kein Minimum und kein Wendepunkt auftritt.

3. Die Analyse der neuen Zustandsgleichung in zweiter Annäherung, für Systeme ohne Maximum, Minimum bzw. Wendepunkt, zeigte, dass das Volumen, sowie alle anderen Zustandsvariablen und Funktionen bei $p = \infty$ nicht verschwinden, sondern einen endlichen Wert besitzen.

Aus der $v = f(p)$ Funktion für $p = \infty$ kann der Durchmesser von Molekülen ermittelt werden. Die gefundenen Zahlen übereinstimmen mit den auf anderem Wege gefundenen ausserordentlich gut.

4. Die mitgeteilten Gleichungen bestätigen den Standpunkt, dass die genaue Beschreibung physikalischer Erscheinungen nur auf dem Wege der Untersuchung der in den Stoffsystemen eintretenden Eigenschaftsänderungen und nicht der absoluten Eigenschaften erfolgen kann.

Diese von beiden Autoren kollektiv, in gleichem Masse geleistete Arbeit wird fortgesetzt. Die ausführliche Mitteilung obiger Resultate samt experimentellen Unterlagen wird in kurzer Zeit erfolgen.

Wir möchten an dieser Stelle noch unseren verbindlichen Dank Prof. Batschinsky ausprechen für seine wertvolle Kritik und Hinweise bei der Durchsicht der Arbeit.

Physikalisch-chemisches Laboratorium des Forschungsinstituts für Düngemittel und Schädlingsbekämpfung.
Moskau.

Eingegangen
d. 22. IX. 1936.

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1936. Volume IV (XIII), № 3 (107)

CHEMICAL PHYSICS

ON THE TRANSITION OF COLD FLAME INTO HOT ONE AT LOW TEMPERATURE AUTO-IGNITION OF BUTANE

By M. B. NEUMANN and P. M. TUTAKIN

(Communicated by N. N. Semenov, Member of the Academy, 17. VIII. 1936)

1. In the paper by M. B. Neumann and B. V. Aivazov (in press) it was proved that the auto-ignition of pentane-oxygen mixtures is a two-stage process at temperatures ranging from 200 to 450° C.

The authors have shown that, upon admitting a pentane-oxygen mixture into a previously evacuated and heated vessel an induction period τ_1 may be observed, followed by the formation of a cold flame with a propagation velocity of about 10 cm/sec. The cold flame raises the temperature of the gas mixture by 50—200° C. After the passage of the cold flame at low pressures a comparatively rapid cooling of the gas to the temperature of the reaction vessel walls takes place.

If the pressure of the gas mixture exceeds a critical value p_k, then, after a certain intervall of time τ_2 since the formation of the cold flame, an explosion takes place.

Our experiments show that in the case of auto-ignition of oxygen and air mixtures of butane occurring at low temperatures, the process develops qualitatively in the same way, as in the case of pentane investigated in the above cited work.

Thus, it may be assumed as an established fact that in the course of the induction period τ observed by many investigators during the auto-ignition of hydrocarbon-oxygen mixtures two qualitatively different processes take place

During τ_1 sec., chemical reactions occur, resulting in the formatoin of a cold flame. After its formation the second stage of the process sets in. During that time an intense oxidation reaction proceeds in the mixture of the cold flame products consisting of non-reacting hydrocarbons, peroxides, aldehydes, alcohols, oxygen etc. After τ_2 sec. the oxidation reaction ends in the production of a hot flame. Consequently, the period of induction $\tau = \tau_1 + \tau_2$.

The analysis of the various factors, affecting the value of τ_1 made by Neumann and Aivasov (1) has enabled us to ascertain the chain-like nature of the reactions, occurring during the induction period τ_1 preceding the appearence of the cold flame.

As to the explosion resulting from the processes, ocurring during the time τ_2 of the second part of the induction period, it remained uncertain whether it had a thermal or a chain-like nature.

The experiments described below and carried out to study the influence that the pressure and admixtures of nitrogen and ammonia exert upon the induction periods τ_1 and τ_2 in the case of an equimolecular butane-oxygen mixture, permit us to draw some conclusions about the mechanism of the process taking place in the mixture up to the instant when auto-ignition occurs.

2. As shown in the work of M. Neumann and B. Aivazov (1) an addition of nitrogen shortens the period of induction τ_1 of the cold flame which may be ascribed to the impeded diffusion of the active centres towards the walls of the vessel. One might have thought that the active centres, the nature of which has not yet been ascertained, are either aldehydes or peroxides, formed during the period of induction.

If aldehydes really play the role of active centres, the added ammonia, which in the cold gives rise to stable combinations with aldehydes, could influence τ_1 in a different way, from that observed in the case of nitrogen admixtures.

Employing the method [described by Neumann and Aivazov (2) in their paper] for admitting the mixture into the evacuated quartz vessel we took up the comparative study of the effects of N_2 and NH_3 additions upon the induction pediod τ_1 of the cold flame in the mixture $C_4H_{10}+O_2$. The partial pressure of $C_4H_{10}+O_2$ in this set of runs was equal to 213 mm.

The tests have shown that, with the increase of the number of the added molecules n of nitrogen and ammonia, τ_1 regularly decreases. The results of the experiments are presented in table 1.

Table 1

Effect of N_2 and NH_3 admixtures on τ_1 in the mixture of $C_4H_{10}+O_2+nx$. $p_{C_4H_{10}+O_2} = 213$ mm

	n	0	0.3	0.5	1	1.5	2	4
T — 321°C x — N_2	τ_1 sec. . .	32	22	18.5	14.3	11.5	9.4	4.5
T — 324°C x — NH_3	τ_1 sec. . .	27.5	19.4	16.6	12	10	8.9	—

We see from Table 1 that the addition of ammonia shortens τ_1 practically to the same extent as the admixture of nitrogen. The existing small differences may be due to the fact that in the experiments with ammonia the temperature was 3° C higher.

The results of these experiments confirm once more the chain-like nature of the reaction preceding the formation of the cold flame and lead to the supposition that aldehydes do not take an active part in the development of chains.

3. The induction period τ_2 of the hot flame increases with the rise of temperature, as was demonstrated in our laboratory by E. Andreev (3) with a mixture of $C_410_{10}+O_2$. Our experiments show that this regularity holds good for the mixtures of butane-oxygen and butane-nitrogen.

At a temperature of 338° C and the pressure of the mixture $C_4H_{10}+O_2+$ $+N_2=660$ mm, the observed period of induction τ_2 was equal to 0.27 sec. and at a pressure of 675 mm it was equal to 0.13 sec. With the rise of the temperature T of the reaction vessel to 344° C, the values of τ_2 for the above mixtures rose to 0.51 and 0.22 sec. respectively. Similar observations were also made with mixtures of a different nitrogen content.

We are inclined to interpret the above results from the point of view of the theory (2) developed by one of us, according to which the products formed in the cold flame and promoting the oxidation reaction become dissociated with an increase of the temperature T, and this results in the slowing down of the process and the increase of τ_2.

4. If this hypothesis is correct, then with the rise of pressure, the induction period τ_2 will accordingly decrease. The correctness of this conclusion was emphasized by our tests with the butane-oxyden mixture with and without addition of nitrogen and ammonia.

Table 2 gives the results of one of the series of tests with the mixture $C_4H_{10}+O_2$.

Table 2

Effect of pressure on τ_2 at $T=340$°C. Mixture Composition $C_4H_{10}+O$

p mm	400	410	425	440	455	490	550	600
τ_2 sec.	0.77	0.53	0.38	0.28	0.22	0.14	0.10	0.09

The results obtained may be interpreted with equal ease from the point of view of the thermal as well as from that of the chain theory of auto-ignition.

5. If the explosion occurring after the cold flame formation, is due to the progressive heating of the mixture and is of a purely thermal nature, the addition of an inert gas would retard the heating and increase τ_2.

If the explosion is not due to the auto-heating of the mixture, but is produced by a chain reaction, the active centres of which are destroyed at the walls of the vessel, then the added inert gas, diminishing the possibilities for the breaking of chains, would reduce the induction period τ_2.

If the reaction proceeding after the formation of the cold flame is of a chain-like nature, but the explosion results from auto-heating at up to a certain critical value of the reaction velocity, as this takes place, for instance, in the theory of «degenerate explosions», developed by N. Semenoff (4), then the effect exerted by the added inert gas, must be of a double nature. In this case the induction period τ_2 may be either increased or reduced according to which of the two factors is preponderant.

We have studied the induction periods τ_2 for the mixtures $C_4H_{10}+O_2$ and $C_4H_{10}+O_2+N_2$ at different temperatures.

Table 3

Comparison of τ_2 in the mixture $C_4H_{10}+O_2$ with τ_2' in the mixture $C_4H_{10}+O_2+N_2$ at $T=340$°C

$p_{C_4H_{10}+O_2}$ mm	373	375	380	390	400	410	425	440	455
τ_2 sec.	~	~	~	~	0.77	0.53	0.38	0.28	0.22
τ_2' sec.	0.72	0.56	0.43	0.30	0.24	0.20	0.16	0.13	0.11

A consideration of the tabulated results shows that the admixture of nitrogen extends the region of the hot flame and reduces the induction period τ_2.

Thus, it may be regarded as definitely proved that after the formation of the cold flame a chain reaction takes place in the mixture with the breaking of chains at the walls of the vessel. The acceleration of this reaction, produced by the introduction of nitrogen, is the main factor determining the reduction of τ_2.

The solution of the problem whether the explosion in this case is of a purely chain-like nature or is associated with the superadded effect of the auto-heating of the mixture, calls for further investigation.

Laboratory of Hydrocarbon Oxidation.
Institute of Chemical Physics.
Leningrad.

Received
17. VIII. 1936.

REFERENCES

[1] M. B. Neumann a. B. W. Aivazov, ZS. phys,. Ch., B. (1936). [2] M. B. Neumann a. B. W. Aivazov, Acta physicochimica URSS, 4, 575 (1936). [3] E. A. Andreev, Acta physicochimica URSS (1936). [4] N. N. Semenoff, Chain reaction, Oxford Press (1935).

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1936. Volume IV (XIII), № 3 (107)

GEOPHYSIK

BESTIMMUNG DES LUFTEXTINKTIONSFAKTORS UND DER SICHTWEITE AUS DEN MITTELS LUFTTRÜBUNGSMESSER ERHALTENEN DATEN

Von V. ŠARONOV (W. W. SCHARONOW)

(Vorgelegt von S. I. Wawilov, Mitglied der Akademie, d. 25. IX. 1936)

1934 gab ich ein Gerät zur Messung des Luftschleiers, den sogenannten Lufttrübungsmesser (1) an und führte aus, auf welche Weise mit Hilfe dieses Geräts eine besondere Characteristik der atmosphärischen Trübung, welche als «spezifische Lufttrübung $\varkappa$ bezeichnet wurde, erziehlt werden könne. Da das Gerät inzwischen eine grössere Verbreitung fand, erscheint es mir angebracht, dasselbe noch zu Bestimmungen anderer Art der atmosphärischen Trübung zu benutzen, vor allem aber zur Bestimmung des Extinktionsfaktors (Lichtabschwächung) und der Sichtweite des gegebenen Objektes.

Die von Löhle (2) entwickelte Theorie über Lichtmessungsgeräte ergibt etliche, im allgemeinen auch auf den Lufttrübungsmesser beziehbare Formeln, welche jedoch keine Möglichkeit geben, die uns interessierenden Grössen praktisch zu bestimmen.

Der Zweck dieser Arbeit ist zu zeigen, wie die nachstehend genannten Angaben mit Hilfe des Lufttrübungsmessers, ermittelt werden können.

Wir wollen nun durch den Lufttrübungsmesser ein auf der Erdoberfläche befindliches Objekt beobachten, welches eine Leuchtdichte B besitzt und sich gegen den Himmel am Horizont, als Hintergrund, mit Leuchtdichte B_H projiziert. Wird die Beobachtung aus sehr naher Entfernung ausgeführt, so ist die Trübung der zwischen Beobachter und Objekt befindlichen Luftschicht eine genügend geringe, aus welchem Grunde, beim Verschwinden des Objekts im Gesichtsfeld des Gerätes, die Formel

$$\frac{B_H - B}{B_H + \frac{b}{T_0}} = \varepsilon, \qquad (1)$$

gültig sein wird, wo ε die Schwelle der Kontrastempfindlichkeit des Auges, b—die Leuchtdichte der künstlichen Trübung im Gerät und T_0—die Durchlässigkeit des Graukeilteiles, bei welcher das Objekt verschwindet, bezeichnen.

Wird nun dasselbe Objekt aus grosser Entfernung l beobachtet, so bleibt die Leuchtdichte des Hintergrundes B_H die gleiche, wie vorhin, während diejenige des Objektes durch Einfluss der bei dieser Luftschicht bedingten Trübung einen neuen Wert B' erhält, wobei

$$B' = B\tau + \beta. \tag{2}$$

wo τ die Durchlässigkeit der Luftschicht und β—deren Leuchtdichte bezeichnen. Die beiden letzten Grössen stehen in Beziehung zu der Entfernung l, was durch folgende bekannte Gleichungen ausgedrückt wird (3):

$$\begin{aligned} \tau &= e^{-\alpha l} \\ \beta &= B_\infty (1 - e^{-\alpha l}), \end{aligned} \tag{3}$$

wo α den Faktor der Lichtabschwächung pro Längeneinheit und B_∞— die Leuchtdichte einer unendlich dicken Luftschicht bezeichnen. Bei genügender Lufttrübung kann praktisch

$$B_\infty = B_H \tag{4}$$

angenommen werden.

Bezeichnet man mit T_l die Durchlässigkeit des Keils im Gerät, bei welcher das Objekt, während der Beobachtung aus Entfernung l, verschwindet, so erhält man die Gleichung:

$$\frac{B_H - B\tau - \beta}{B_H + \frac{b}{T_l}} = \varepsilon. \tag{5}$$

Vereinigt man die letztere mit Gleichung (1), unter Verwendung der Gleichungen (3) und (4), so erhält man nach einfacher Transformation

$$e^{-\alpha l} = \frac{T_0}{T_l} + \varepsilon \frac{B_H}{B_H - B}\left(1 - \frac{T_0}{T_l}\right). \tag{6}$$

Bei genügend grossem Kontrastwert $\frac{(B_H - B)}{B_H}$ und nicht allzukleinen Werten von $\frac{T_0}{T_l}$, wird das zweite Glied dieser Gleichung im Verhältniss zum ersten zu klein, aus welchem Grunde die Beobachtung dunkler und nicht allzuweit entfernter Objekte die Berechnung des Extinktionsfaktors α nach folgender vereinfachter Formel ausgeführt werden kann:

$$\alpha = \frac{1}{l} \ln \frac{T_l}{T_0}. \tag{7}$$

Falls die letztgenannten Bedingungen nicht vorhanden sind, kann Formel (6) direkt angewendet werden, unter Benutzung einer Tabelle kleiner, aus dem zweiten Glied ermittelten Korrektionen, welche nach den Argumenten $\frac{T_0}{T_l}$ und $\frac{B_H}{B}$ zusammengestellt ist, wobei die letzte Beziehung nur annähernd genau zu sein braucht.

Die nachstehenden Formeln beruhen auf der Annahme, dass die Schwelle der Kontrastempfindlichkeit den gleichen Wert bei Beobachtungen aus naher und aus weiter Entfernung besitzen. Dieses wird aber nur dann der Fall sein, wenn auch bei Beobachtung aus weiter Entfernung die Winkelgrössen des Objekts genügend gross sind ($> 3°$), da bei geringeren Winkelgrössen die Empfindlichkeitsschwelle höher wird, wie dieses, z. B., aus den vorstehenden Zahlen hervorgeht, welche bei

Freilichtbeobachtung mit dem Lufttrübungsmesser scharf begrentzter Objekte gewonnen wurden:

Winkelgrad eines kreisförmigen Objektes . . .	7°	3.5°	2°	1°	30′	15′	5′	2′
ε	0.014	0.014	0.016	0.019	0.026	0.055	0.20	0.73

Aus diesem Grunde müssen zur Bestimmung des Extinktionsfaktors grosse dunkelfarbige Objekte gewählt werden, wie z. B. Waldstreifen, waldbestandene Hügel und dergleichen.

Unter Sichtweite ist eine solche Entfernung S zu verstehen, bei welcher ein beobachtetes Objekt aufhört dem Auge sichtbar zu sein. Es ist offenbar, dass eine solche Entfernung dadurch bedingt wird, dass der sehbare Kontrast zwischen Objekt und Himmel $\frac{(B_H - B')}{B_H}$ der Schwelle der Kontrastempfindlichkeit gleich sei

$$\frac{B_H - B'}{B_H} = \frac{B_H - B}{B_H} e^{-\alpha S} = \varepsilon. \tag{8}$$

Hieraus geht für S die Formel:

$$S = -\frac{1}{\alpha} \ln \frac{1}{\varepsilon} \frac{B_H - B}{B_H} \tag{9}$$

hervor, welche Löhle in seiner oben zitierten Arbeit angibt. Die Sichtweite verschiedener Objekte wird bei gegebenem Extinktionsfaktor α einen verschiedenen Wert ergeben, da in Abhängigkeit von Leuchtdichte B die Kontraste zwischen Objekt und Himmel als Hintergrund auch verschieden sein werden und, ferner, weil für verschiedene Objekte die Schwelle der Kontrastempfindlichkeit ε, in Abhängigkeit von Winkelgrösse, Begrenzungsschärfe u. a. m., ebenfalls eine verschiedene sein wird. Der Lufttrübungsmesser gestattet alle diese Faktoren durch folgendes Verfahren zu berücksichtigen

Der Beobachter bedient sich eines schwarzen Schirms, welcher im Azimut des zu beobachtenden Objektes aufgestellt und mit dem Lufttrübungsmesser ausgemessen wird. Die beim Ablesen der Skala des Gerätes erhaltene Durchlässigkeit des Graukeils T_s, entspricht der Gleichung:

$$\frac{B_H}{B_H + \frac{b}{T_s}} = \varepsilon_s, \tag{10}$$

wo ε_s die Schwelle der Kontrastempfindlichkeit des schwarzen Schirms bezeichnet, welche im allgemeinen der Schwelle ε des Objektes nicht gleichkommt. Aus dieser Gleichung erhält man, dass

$$\frac{b}{B_H} = T_s \frac{1 - \varepsilon_s}{\varepsilon_s}. \tag{11}$$

Aus Gleichung (1) geht hervor, dass

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{B_H - B}{B_H} = \frac{b}{T_0 B_H} + 1. \tag{12}$$

Durch Einführung der Gleichungen (11) und (12) in Gleichung (9) erhält man die Formel zum praktischen Erreichnen der Sichtweite S:

$$S = -\frac{1}{\alpha} \ln \left[\frac{T_s}{T_0} \frac{1 - \varepsilon_s}{\varepsilon_s} + 1 \right]. \tag{13}$$

Da der schwarze Schirm genügende Winkelgrössen und eine scharfe Begrenzung hat, kann die Grösse ε_s als bekannt und, laut obiger Tabelle,

gleich 0.014 angenommen werden; diesem entspricht für den Koeffizienten $\frac{(1-\varepsilon_s)}{\varepsilon_s}$ der Wert 70.

Formel (13) ist nur in dem Falle anwendbar, wenn die Winkelgrössen des Objektes während des Verschwindens im Nebel sowohl für das unbewaffnete Auge als auch bei der Bestimmung von T_0 mit dem Lufttrübungsmesser, gleich oder in beiden Fällen grösser als 3° sind.

Sternwarte der Universität
Leningrad.

Eingegangen
d. 25. IX. 1936.

ZITIERTE LITERATUR

[1] W. Scharonow, C. R. Acad. Sci. URSS, III, 500—505 (1934); Метеоролог. вестник, **44**, 301—311 (1934). [2] F. Löhle, Phys. Z. S., **37**, 22—27 (1936). [3] H. Koschmieder, Beitr. z. Phys. d. fr. Atm., 12, **33**, 171—181 (1925).

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1936. Volume IV (XIII), № 3 (107)

PHYSIKALISCHE CHEMIE

AUFLÖSUNG DER «VAKUUMFILME» VON METALLEN IN SAÜREN

Von M. A. ROSENBERG, K. E. AVALIANI und F. B. JURKOVSKAJA

(Vorgelegt von L. W. Pissarjewsky, Mitglied der Akademie, d. 4. IX. 1936)

I. AUFLÖSUNG VON CHROM IN SCHWEFELSAÜRE

Eine Reihe von Untersuchungen über die Auflösung der Metalle in Säuren zeigt, dass je reiner das Metall ist, desto langsamer es gelöst wird, und dass völlig reines Metall gegen verdünnte Säuren beständig ist (1). Diese Untersuchungen wurden mit kompakten Metallen durchgeführt. Doch hat die Erforschung der Metalleigenschaften in fein zerteiltem Zustand ergeben, dass die Auflösung von chemisch reinem kompaktem Metall ganz anders verläuft als diejenige von fein zerteiltem Metall. Der Zustand des Metalls muss eine ebenso entscheidende Bedeutung haben, wie seine chemische Zusammensetzung. Nach einer Reihe von Versuchen haben die Eigenschaften von feinen Filmen gezeigt, dass das Metall, in Form eines durch thermische Verdampfung in Vakuum erhaltenen Spiegels, wahrscheinlich denjenigen fein zerteilten Zustand darstellt, welcher die Erforschung der Auflösungskinetik des reinen Metalls bei verschiedenen Verhältnissen ermöglicht. Darum haben wir die Untersuchung der Auflösung von reinen Metallen in Spiegelform in Abhängigkeit von ihrer Dicke, ihrer Herstellungsart und der Säurekonzentration unternommen, indem wir das Metall im Vakuum zerstäubten und auf eine Unterlage (Glas) bei verschiedenen Temperaturen und anderen Verhältnissen niederschlagen liessen.

Eine Arbeit von H. Freundlich, G. Patscheke und H. Zocher (2) hat sich mit dieser Auflösung von dünnen Metallfilmen befasst, wobei die Passivitätserscheinung der im Vakuum hergestellten Spiegel durch deren Auflösung in Salpetersäure untersucht wurde. Es wurde festgestellt, dass sich die Eisenspiegel, die mit Luft in Berührung nicht kamen, ebenso wie die «Vakuumspiegel» in konzentrierter Salpetersäure auflösten, dagegen die gegen Luft nicht geschützten Spiegel ungelöst blieben. Auch die «Vakuumspiegel» lösten sich je nach ihrer Dicke verschiedenartig: die dünneren gut und die stärkeren schlecht. Die Ergebnisse der Untersuchung werden von den Verfassern vom Standpunkte der Oxydtheorie der Passivität gedeutet.

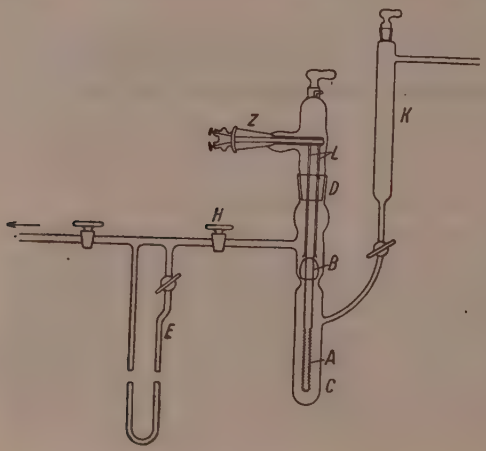
Als Untersuchungsobjekt haben wir die Reihe der Metalle Cr-Cu aus den Erwägungen herausgewählt, dass die Metalle dieser Reihe infolge gemeinsamer Eigentümlichkeiten ihrer Atomstruktur manche bemerkenswerte Angaben über die Auflösung und die Passivität der Metalle liefern können.

Zur Zeit wird die Auflösung von Chrom, Eisen und Nickel in Schwefelsäure untersucht.

Experimenteller Teil

Die Chromfilme wurden durch thermische Zerstäubung im Vakuum ($1 \cdot 10^{-4}$ mm) von reinem Chrom, der sich elektrolytisch auf einem Wolframfaden niedersetzte, hergestellt. Die Elektrolyse wurde nach Sargent [3] bei 50°—60° C durchgeführt. Die Zerstäubung und die Versuche fanden in einem zylindrischen Reaktionsgefäss statt (C), das auf der Figur zu sehen ist.

Die Platinbänder L leiten durch den Hahn Z dem Wolframfaden mit dem darauf niedergeschlagenen Chrom elektrischen Strom zu. Der Faden wird bei jedem Versuch auf die Haken des zentrierenden Körpers B aufgesteckt. Das Reaktionsgefäss ist einerseits mit einem Ölmanometer verbunden, andererseits mit einer Bürette, woraus jedesmal eine bestimmte Menge (9 cm³) H_2SO_4 in das Reaktionsgefäss abgegossen wird.



Es wurde folgendes Arbeitsverfahren angewandt: in ein mit heisser Chrommischung und Wasser ausgewaschenes Reaktionsgefäss wurde der Schliff D mit dem zentrierenden Körper und dem Wolframfaden eingeführt; darauf wurde das Gefäss zehn Stunden lang bei der Temperatur von 250° C (während der letzten drei Stunden) evakuiert, und in einem Vakuum von $1 \cdot 10^{-4}$ mm die Zerstäubung des Chroms bei einer Stromstärke von 1.8—2 A (während 5—150 Sek., je nach der gewünschten Flimdicke durchgeführt (der Faden wurde vor der Zerstäubung entgast). Die Filmdicke wurde nach dem Gewicht des zerstäubten Chroms und nach der Oberfläche des Kondensators bestimmt. Nach der Zerstäubung wurde mit dem Hahn Z der zentrierende Körper mit dem Wolframfaden gehoben, und aus der Bürette in das Gefäss 9 cm³ Schwefelsäure zugegossen. Die Druckanzeige der sich entwickelnden Gase wurde am Ölmanometer abgelesen. Die Manometeranzeigen setzen sich zusammen 1) aus dem Drucke des bei der Reaktion ausgeschiedenen Wasserstoffs, 2) aus dem Dampfdruck der Säurelösung, 3) aus dem Druck der darin gelösten Luft. Deshalb wurde vor jeder Versuchsreihe die Summe der beiden letzten Werte ermittelt und der erhaltene Wert aus dem Gesamtdruck abgezogen. So ergab die Summe der beiden letzten Werte in der 2 n Schwefelsäure bei 16°C während 42 min. den Wert von 213—212 mm der Ölsäule. In den vorliegenden Versuchen wird der Gesamtdruck angegeben.

Die Versuchsergebnisse und ihre Auswertung

Die Versuche wurden mit 2n und mehr verdünnten Schwefelsäurelösungen durchgeführt und hatten zum Ziel, diejenige kleinste Konzentration zu bestimmen, bei der sich die Filme noch auflösen und wo man den Verlauf der Metallauflösung verfolgen kann. Deshalb wurden auch Versuche mit 0.5n und 0.001n H_2SO_4 durchgeführt.

Es wurden dünnere (durchsichtige) und dickere (undurchsichtige) Filme erhalten; sie waren stets glänzend, von bräunlich-grauer Farbe und hatten eine Stärke von 15—62.8 mμ.

Die Versuche über die Auflösung der Chromfilme bestimmter Stärke zeigten, dass sie während einiger Sekunden sowohl in $2n$ als in $0.5n$ Schwefelsäure aufgelöst wurden, wenn sie nur in keiner Berührung mit der Luft standen. In der Tabelle I sind einige Versuche aus dieser Versuchsreihe angegeben. Sowohl in dieser, als such in der folgenden Versuchsreihe wurde die Auflösung bei 16° C vorgenommen.

Tabelle 1

No der Versuche	Säurekonzentration	Filmdicke	Aussehen d. Filme vor der Auflösung	Gesamtdruck in mm der Ölsäule Minuten: 3	4	5	6	Anmerkung
6	$2n\ H_2SO_4$	56.5 mμ	Bräunlichgrau, undurchsicht., glänzend	261	260	—	259.5	In 5 Sek. aufgelöst. schmaler Saum des glänzenden Films zurückgeblieben.
4		25 mμ	Glänzend. bräunlichgrauer Spiegel	251	251	—	250	Schmaler Saum als dünner Hauch zurückgeblieben
19	$0.5n\ H_2SO_4$	52.7 mμ	Bräunlichgrau, undurchsicht., glänzend	289.5	—	287.5	287	—
20		52.7 mμ	»	285	—	—	287	In 5 sek. Saufgelöst. Saum des nicht aufgelösten
18		31 mμ	Bräunlichgrau, durchsicht.	247	—	244.5	244.5	Films zurückgeblieben

Jedoch genügte der Zutritt von einer geringen Luftmenge (1—2 mm Ölsäule für 5—10 min.) zu den Filmen um dieselben zu passivieren. In der Tabelle 2 sind die Versuche über die Auflösung dieser Filme in $2n$ und in $0.5n$ Schwefelsäure wiedergegeben (siehe s. 138).

In der Tabelle sind die Druckwerte bis 24 Minuten angegeben. Jedoch haben auch die für 12 Stunden belassenen Filme keine merklichen Änderungen ergeben. Solche passive Filme wurden auch bei der Zerstäubung von Chrom auf einer bis 200°C erhitzten Oberfläche in einem Vakuum von $1 \cdot 10^{-4}$ mm erhalten; sie betrugen sich auf dieselbe Weise wie die unter dem Einfluss der Luft passivierten Filme.

Die zur Beseitigung des Passivitätszustandes vorgenommenen Versuche zeigten negative Ergebnisse. Weder das Evakuieren während 1—1.5 Stunden, noch das Erhitzen bis 77° C und höher bewirkten eine Auflösung in balbnormaler Schwefelsäure des durch die Berührung mit der Luft passivierten Films. Der Gesamtdruck war bei allen Versuchen gleich dem Dampfdruck der Lösung. Ein Versuch, der mit plötzlicher Abkühlung des passiven Films

Tabelle 2

No der Versuche	Säurekonzentration	Filmdicke	Aussehen d. Films vor der Auflösung	Gesamtdruck in mm der Olsäule Minuten: 1	3	6	9	12	24	Anmerkung
2	2*n* H_2SO_4	43 mμ	Bräunlichgrau, undurchsichtig, glänzend	214	210.5	210.5	210.5	210.5	—	Die Filme nicht aufgelöst, nur moiriertes Aussehen erhalten
7		50 mμ	Bräunlichgrau, undurchsichtig, glänzend	212	212	212	—	—	—	Film unverändert
16	0.5 *n* H_2SO_4	15 mμ	Bräunlichgrau, durchsichtig	229.5	229	228.5	229	—	229	—

bis zur Temperatur der flüssigen Luft und anschliessender Erhitzung bis zur Raumtemperatur durchgeführt wurde, bewirkte keine Aktivierung des Films. Es wurde angenommen, dass in der schützenden Oxydschicht bei plötzlicher Ausdehnung und Abkühlung Risse entstehen, durch welche die Säure in das Innere des Metalls eindringt.

Die Erscheinungen der Passivierung der «Vakuumspiegel» bei der Berührung mit Luft, wie sie H. Freundlich geschildert hat, beweisen klar die Bedeutung des Sauerstoffs als Passivierungsmittel, und das um so mehr, als die Auflösung in verdünnter (0.5 *n*) Schwefelsäure stattfand und nicht in konzentrierter passivierender Salpetersäure, wie es bei den Versuchen von N. Freundlich, G. Patscheke und H. Zocher der Fall war.

Doch war der passive Zustang des Chroms bei unseren Versuchen beständiger als derjenige der Eisenspiegel bei den Versuchen von H. Freundlich, G. Patscheke und H. Zocher. Es kann möglich sein, dass hier die Einwirkung des Anions auftritt.

Zwecks eines Vergleichs der Auflösung des elektrolytischen und des kompakten Chroms mit der Auflösung von «Vakuumfilmen» wurde folgender Versuch angestellt.

In ein evakuiertes Reaktionsgefäss wurde eine übliche Menge von Schwefelsäure eingesetzt, darauf wurde mit dem Hahn *Z* der Wolframfaden mit dem sich darauf niedergeschlagenen Chrom in die Lösung eingeführt.

In der Tabelle 3 ist dieser Versuch wiedergegeben.

Tabelle 3

No des Versuchs	Dauer in Minuten	Gesamtdruck in mm	Anmerkung
9	3	210	Gegen die siebente Minute wurde der Wolframfaden mit Chrom eingeführt
	7	212	
	15	211	
	24	212	

Der Wasserstoff wurde so langsam entwickelt, dass man die Menge der Gasblasen zählen konnte, die sich von der Chromoberfläche lösten (eine Blase in 10 Sek.). Gegen die 24. Minute wurde die Ausscheidung der Gasblasen noch langsamer. Das kompakte Chromstück wurde in $2n$ Säure gar nicht aufgelöst.

Diese Versuche bestätigen die Bedeutung des Zustandes für die Auflösung von reinem Metall.

Die mit 0.001 n Schwefelsäure ausgeführten Versuche haben gezeigt, dass die «Vakuumfilme» von Chrom in einer Säure von solcher Konzentration nicht aufgelöst werden, und dass die gesuchte Konzentration, bei der die Flime noch gelöst werden, ein wenig höher als 0.001 n liegt.

Also hat der Versuch, die Geschwindigkeit der Wechselwirkung von Säure und Metallfilm manometrisch zu messen, deutlich den Unterschied in der Auflösung von reinen Metallen in verschiedenen Zuständen gezeigt.

Eine weitere Untersuchung über die Auflösung der Chromfilme bei einer solchen Konzentration, wo die Erscheinung langsam vor sich geht, wird wahrscheinlich die Verfolgung der Kinetik der Auflösung von Chromfilmen bei verschiedenen Verhältnissen der Dicke, der Temperatur und der Zusätze ermöglichen.

Laboratorium für anorganische Chemie.
Universität (Dnjepropetrowsk).
Chemisches Institut.
Akademie der Wissenschaften der UdSSR (Tiflis).

Eingegangen
d. 4. IX. 1936

ZITIERTE LITERATUR

[1] I. D. Edwards, Trans. Amer. Electroch. Soc., **47**, 287 (1925). G. D. Bengough, J. Stuart a. Lee, Proc. Roy. Soc. (A) **121**,88 (1928). [2] H. Freundlich, G. Patscheke, H. Zocher, ZS. f. phys. Ch., **128** (1927). [3] Sargent, Trans. Americ. Electroch. Soc., XXXVII, **479** (1920).

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1936. Volume IV (XIII), № 3 (107)

GEOCHEMISTRY

AN ATTEMPT OF THE CHEMICAL INVESTIGATION OF THE HUMIC ACIDS OF DIFFERENT SOIL TYPES

By V. V. TIŠČENKO and M. D. RYDALEVSKAYA

(Communicated by L. I. Prasolov, Member of the Academy, 4. IX. 1936)

Recent investigations have shown that in the molecule of the humic acids of young brown coals and peats are present four carboxyles and four phenolic hydroxyles; the latter are capable to react with bases (1). The humic acid of soils is in this respect hardly studied, only Dettmer obtained its Ca- and Ag-salts and deduced from their composition, that its basicity equals six, or even eight. Later Gustavson (3) has shown that this acid has not only carboxyles, but hydroxyles also. These hydroxyles are apt to react with bases, especially ferrio hydroxyde and alumina, and these cations in the resulting salts are not detected by usual reagents. The most detailed study of the humic acid from soils belongs to Schmuck (4). He has shown, that the humic acid from black soil is a real carboxylic acid, having besides some phenolic hydroxiles (quantity of both groups not determined). But the quantitative determination of carboxylic and phenolic groups is of prime importance; humic acids are the main constituent of the humus and, therefore, of the organic part of the adsorbing soil complex. They play undoubtedly an important rôle in the process of the cationic interchange and the latter can be effected both by chemical (molecular interchange reaction) and physico-chemical (surface adsorption) means. In the former case the presence of carboxyles and phenolic hydroxyles will be of utmost importance. Therefore, a comparative study of the peripheric groups (carboxyles and phenolic hydroxyles) and the elementary analysis of humic acids from different soils is, no doubt, of interest not only from theoretical, but from practical standpoint as well.

For this purpose, humic acids from following soils were obtained.

1. Chestnut chernoziom. Ascania Nowa (reserve Chapli). Humus 4.5%.
2. Common chernoziom. Ostrog district. Voronezh region, Humus 8.3%.
3. Thick chernoziom. St. Toida. Voronezh region. Humus 9.75%.
4. Degraded chernoziom. Shatilow exp. Station. Humus 7.45.
5. Bendzina soil Kyrillow district, Leningrad region. Humus 6.02%.
6. Peaty-bog soil Novgorod bog exp. station. Sphagnum-grass peat with timber remnants, 32% humic acid.
7. Middle podzol clay soil of Luga district. Leningrad region. Humus 2.25%.

The extraction of humic acid was effected in usual manner: soil. previously extracted with alcohol-benzene mixture was treated by 1% solution of NaOH; the alcaline extract was filtered through a Chamberland's candle the filtrate precipitated by 10% solution of HCl. The precipitate washed completely from Cl and dried again at 70—80° C and then in a desiccator over P_2O_5. The obtained humic acids wers high in ash, especcially those from degraded cherhoziom, podzol, and rendzina soils. The electrodialysis lowered appreciably the ash percentage only of the humic asid from the degraded chernoziom soil. Therefore we analyzed the ashes and found, that their main constituents are Fe··· and Al···

Table 1

Humic acid from	Ash %	$Fe_2O_3+Al_2O_3$ (% from ash)	Al_2O_3 (%)	Fe_2O_3 (%)	$\frac{Al_2O_3}{Fe_2O_3}$
Peaty bog soil	3.62	83.33	44.87	38.46	1.18
Rendzina soil	10.84	78.60	50.75	27.85	1.82
Podzol soil	15.32	91.76	72.96	18.80	3.88

It appears that Al··· and Fe··· are firmly bound by these humic acids.

Further results are obtained with not electrodialyzed samples. Table 2 gives the results of the combustion analysis after Liebig and Kjeldahl of different humic acids in per cent to dry organic matter:

Table 2

	From chestnut cherno-ziom	Common chernoz.	Rich chernoz.	Degrad-ed cher-noz.	Rendzi-na soil	Peaty-bog soil	Podzol soil
C	58.56	58.37	57.47	56.34	54.90	54.29	52.39
H	3.40	3.26	3.38	3.54	4.36	4.53	4.82
N	4.09	3.70	3.78	3.58	4.07	3.84	3.74
O (by differen-ce)	33.95	34.67	35.37	36,65	36.67	37.34	39.05
Ash	4.30	3.16	3.94	9.81	10.84	3.62	15.32
$\frac{C}{N}$	14.1:1	15.7:1	15:1	15.7:1	13.5:1	14:1	14:1
$\frac{C}{H}$	17:1	17.9:1	17:1	16.1	12.6:1	12:1	11:1
$\frac{O}{H}$	10:1	10.6:1	10.4:1	10.3:1	8.4:1	8.2:1	8.1:1

As appears from this table, the decomposition of the organic matter in warmer and drier climate ensues in the formation of the products, containing more carbon and less hydrogen. Other factors, chemical and biological, contribute undoubtedly to that effect and one of the most important is the reaction of the soil, varying from high acidity in northern regions to decided basicity in more southrn ones. This high acidity in the former case favours the removal of bases and ensues in low accumulation and poor conservation of the humus; a rapid accumulation of Fe and Al in the process of soil forma-

tion lowers the permutative capacity and the unsaturation. The southern soils, high in bases, favour the conservation of the humic matter; the caracter of the decomposition and the composition of the products regulating this decomposition, will be quite different from the former case. These considerations are proved by elementary composition of the humic acids (and their ashes as well) of different soil types.

The soils of chernoziom type contain humic acids with fairly constant ratio C H; northern soils have for this ratio smaller figures, indicating a less oxydation of their humic acids. Their higher content of oxygen does not contradict it, as shown by ratio O/H for the humic acids from podzol, rendzina, peaty-bog and chernoziom soils. In latter it equals 10:1, in former 8 : 1, as in water. Straw, for example, contains C—45.0%, H—5.5%, O—45.0%, N—0.7%, giving a ratio O/H=8.2.

Therefore, the humic acids of the northern soils, keeping the carbohydrate character of plant residues, contain more water, than those of the southern ones. The latter enrich themselves in carbon by the elimination of water, condensation and oxydation ([6]). It appears therefore, that the former humic acids are comparatively younger, than the latter, in whom the processes of oxydation and dehydration were carried much farther, resulting in the more complex structure of their molecules. The nitrogen content of the humic acids studied shows no wide divergences, the ratio C/N as well conforming with Remesoff's ([7]) rule.

The difference in elementary composition of the humic acids studied does not affect their peripheric structure (as shown in Table 3), the number of carboxyles and phenolic hydroxyles remaining constant for all samples.

The quantitative determination of carboxyles was made after Fiebock and Schwappach ([8]) with following estimation of metoxyles.

The determination of phenolic hydroxyles, was carried by methylation with diazomethane with following determination of metoxyles.

The molecular weight of the humic acids is assumed with S. Oden to be equal to 1400. Table 3 summarizes our result in per cent to dry organic matter.

Table 3

Humic acid	Parent substance	Ester metoxyles		Eter methoxyles	
		in %	number of groups	in %	number of groups
Chestnut chernoziom	0.51	9.42	4	7.44	3
Common »	0.52	9.68	4	7.49	3
Rich »	0.69	9.05	4	7.12	3
Degraded »	0.34	8.97	4	7.17	3
Rendzina soil	1.18	9.44	4	7.07	3
Peaty bog »	1.57	9.50	4	7.00	3
Podzol »	0.79	9.26	4	7.48	3

The results for all samples are fairly concordant and if it be assumed, that in the parent substances we hawe one phenolic metoxyle, will agree with the corresponding numbers for humic acids from peats and young brown coals.

Institute of the Earth Crust
University of Leningrad.

Received
4. IX. 1936.

REFERENCES

[1] Г. Л. Стадников, Химия торфа, Москва (1930); W. Fuchs, Brenn. Chem., **11**, 392 (1930). [2] Detmer, Landwirt. Versuch., XIV (1871). [3] Густавсон, 20 лекций по агроном. химии (1888). См. также M. Bertelet, Chimie végétale et agricole, IV (1889). [4] А. Шмук, Тр. Куб. с. х. ин-та, I (1924). [5] И. Хаинский, Коллоидн. журнал, 11, 61 (1936). [6] П. Коссович, Краткий курс общего почвоведения (1916); А. Шмук, loc. cit. [7] Н. Ремезов, Почвоведение, XXVIII, № 5 (1933). [8] Fiebock u. Schwappach, B., **63** (1930). [9] С. Маттсон, Почвенные коллоиды (1934). [10] Mack, Chem. ZS., **46**, 73 (1932).

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1936. Volume IV (XIII), № 3 (107)

GEOCHEMIE

GEOCHEMISCHE ZUSAMMENSETZUNG DES OZEAN-UND KONTINENTALWASSERS (WASSER DES BAIKALS)

Von B. N. FORSCH

(Vorgelegt von W. I. Vernadsky, Mitglied der Akademie, d. 4. IX. 1936)

Bekanntlich wird das Ozeanwasser, durch das Vorwiegen von Chlor und Natrium-Elementen der äusseren Gruppen des periodischen Systems von Mendelejew—charakterisiert. Ihnen folgen ihre unmittelbaren Nachbarn im periodischen System—Magnesium und Schwefel (in der Form von Sulfaten). Von den folgenden vier Elementen—Kalzium, Kalium, Kohlenstoff und Brom sind drei die nächsten Analogen zu den ersten drei Elementen und nur eines von ihnen—Kohlenstoff—gehört in die vierte mittlere Gruppe. Mit diesen Elementen schliesst die Liste der Ingredienten nach dem Gesetz von Forchhammer über die Beständigkeit des relativen Salzgehaltes des Ozeans.

Solch eine ausgesuchte Konzentration der Elemente der äusseren Gruppen, die im Fall des Ozeans eine Art Lücke in der Mitte des periodischen Systems ergibt, kann in Zusammenhang mit der besseren Löslichkeit der äusseren Gruppen des periodischen Systems, insbesondere der Halogen- und Metallverbindungen gebracht werden; d. h. in Zusammenhang mit den äusseren Elektroneneigenschaften. Es wäre jedoch vollkommen unzulässig den Salzgehalt des Ozeans ausschliesslich nur durch bessere oder schlechtere Löslichkeit erklären zu wollen. Um sich davon zu überzeugen genügt es zu bemerken, dass der Kohlenstoff, das einzige von den obenangeführten Elementen der Mitte des periodischen Systems, in die vierte nicht aber in die dritte oder fünfte Gruppe gehört. Weshalb übertrifft der Karbonatgehalt des Ozeans den Gehalt an Boraten und an Nitraten, oder auch, weshalb gibt es mehr Silicium als Aluminium und Phosphor? Offenbar nicht infolge der grösseren Löslichkeit der Karbonate im Vergleich zu den Boraten und Nitraten oder der Silikate im Vergleich zu den Phosphaten und Aluminaten. Im Gegenteil die Karbonate und Silikate sind trotz ihrer geringen Löslichkeit in grossen Mengen im Ozean vorhanden. Offensichtlich muss dieses geringe Maximum der Konzentration der Elemente in der Mitte des periodischen Systems, abgesehen von der Löslichkeit, mit einer anderen Grundursache in Zusammenhang gebracht werden, und zwar mit der Ursache des Salgehaltes der Hydrosphäre: der Verbreitung der Elemente mit den sogenannten «Clarks». In erster Reihe handelt es sich um den Zusammenhang der Clarks mit den an die Hydrosphäre anschliessenden Geosphären, d. h. um den Zusammenhang mit der Stabilität der Elemente und schliesslich mit den inneren Kerneigenschaften des Atoms.

Noch deutlicher tritt dieser Zusammenhang im Süsswaser hervor, wo die Konzentration der leichtlöslichen Bestandteile ganz gleich ob sie primären (magmatischen) oder sekundären (terrigenen) Ursprungs sind, nicht erheblich sein kann. Die süssen Gewässer sind bekanntlich, durch das Vorherrschen der Elemente der geradzahligen Gruppen charakterisiert und zwar der Gruppen II (Kalzium und auch Magnesium), IV (Kohlenstoff) und VI (Schwefel). Auch für die Süsswasser wäre es keinesfalls zulässig deren Salzgehalt nur durch die Verbreitung dieser oder jener Elemente erklären zu wollen. Die Konzentration der «Silikate» ist auch in süssen Gewässern niedriger als diejenige der Karbonate, trotz des ungeheuren Clarks des Siliziums in der Litosphäre und dem verhältnismässig geringen Clark des Kohlenstoffes.

Von diesem Gesichtspunkte aus ist es deshalb sehr interessant das Ozeanwasser mit irgendeinem typischen Süsswasser der Erde zu vergleichen. Dieser Vergleich kann in grossem Masse die Abhängigkeit von den Clarks der Elemente, d. h. schliesslich von den inneren Eigenschaften ihrer Atome eliminieren und die Abhängigkeit von den äusseren Eigenschaften in klarerem Lichte erscheinen lassen.

Bei einem solchen Vergleich ist es zu bemerken, dass wir für eine Reihe von Elementen schon a priori nahezu gleiche Konzentrationen ganz unabhängig von ihren inneren oder äusseren Eigenschaften erwarten können.

Dies sind in erster Linie Wasserstoff und Sauerstoff, die die Wassermoleküle bildenden Elemente, die unbedingt erforderlichen Elemente jedes Wasserbehälters der Hydrosphäre, und die dabei ihrem Vorkommen nach alle übrigen Elemente unbedingt und beträchtich überwiegen müssen. Schliessen wir diese Atome aus dem Kreise unserer Betrachtungen aus.

Ferner gehören dazu die Elemente der Atmosphäre (Geosphäre, die mehr als die anderen Sphären vom Vorherrschen der geradzahligen Elemente abweicht), und zwar: Stickstoff, Sauerstoff, Kohlenstoff der Kohlensäure, und die Edelgase. Diese Elemente sind mit Ausnahme des Sauerstoffes und vielleicht der Kohlensäure, wie von dem Mitglied der Akademie W. I. Vernadsky festgestellt worden ist, unbedingt in allen Gewässern der Natur in verhältnismässig wenig schwankenden Mengen vorhanden. Obwohl die Konzentration des Sauerstoffes in vielen Wasserbehältern ziemlich stark nach dem Boden zu abnimmt, lässt sich diese Abnahme durch eine gewisse im idealen Falle äquivalente Zunahme der Konzentration der Kohlensäure, die ebenfalls zwei Atome des Sauerstoffs in ihrem Molekül besitzt, kompensieren. Schliessen wir auch diese Atome aus dem Kreise unserer Betrachtung aus.

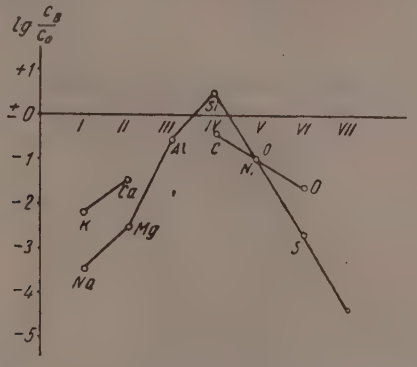
Mit anderen Worten, wir beschränken uns für den Stickstoff auf jene Atomen, die in dessen Verbindungen mit anderen Elementen vorhanden sind, dasselbe für den Sauerstoff, das Wasser ausgenommen, und für die Kohlensäure, die nur in ihren «gebundenen» Formen betrachtet wird.

Beim Vergleich des Ozeanwassers mit dem Süsswasser der Erde wäre es vielleicht zweckmässiger von den Versuchen, die mittlere Zussammensetzung der süssen Gewässer zu bestimmen, abzusehen. Die ungemeine Manigfaltigkeit der Gewässer, sowie die prinzipiellen und tatsächlichen Schwierigkeiten jeder Analyse das entsprechende «Gewicht» beizulegen, würden die Lösung dieser Aufgabe allzu sehr erschweren. Wir wollen uns deshalb auf dem Vergleich des Ozeanwassers mit dem Wasser irgend eines beliebigen typischen Kontinentalreservoirs beschränken.

Zu diesem Vergleich wollen wir das der Wassermenge nach allergrösste Süsswasserreservoir—den Baikal aussuchen.

Das Wasser des Baikals ist, als typisches Süsswasser durch das Vorherrschen des Kohlenstoffes (Hydrokarbonate) und Kalzium charakterisiert.

Ihnen folgen Natrium, Magnesium, Kalium, Schwefel (Sulfate); dann Silizium («Kieselsäure») und endlich Chlor. Für alle diese Bestandteile, ausgenommen Silizium liegt eine Gesetzmässigkeit, die mit dem Gesetz von Forchhammer in völliger Übereinstimmung steht, klar auf der Hand. Für die vorherrschenden Anione des Baikalwassers ist diese Gesetzmässigkeit durch die Arbeiten der Baikalschen Limnologischen Station sowohl zeitlich als auch räumlich beobachtet worden. Höchst wahrscheinlich muss sie auch für die im Wasser vorherrschenden Kationen existieren. Hier begegnen wir wiederum der interessanten Erscheinung der relativen Konstanz einer Reihe von Elementen, die in keiner stechiometrischen Beziehung zueinander stehen. Indem wir uns nur auf die «Erdrinde» beschränken und von ihren hypothetischen Tiefen



absehen, können wir aus der Analogie mit den allergrössten Repräsentanten der Konstanz der Zusammensetzung—der Atmosphäre und Hydrosphäre—erwarten, dass dieselbe Konstanz nur in verhältnismässig «kleinen» Volumina der nicht kristallinischen Stoffe—Gase und Flüssigkeiten—vorhanden ist. Unter diesen «kleinen» Volumina ist der Baikal eines der grössten, nämlich das zweitgrösste nach dem Kaspischen Meer. Was die der erwähnten Gesetzmässigkeit unterworfenen Bestandteile betrifft, so kann der Vergleich der Konzentrationen im Baikal und im Ozean mit der äussersten Genauigkeit durchgeführt werden.

Der Gehalt an übrigen Bestandteilen, überwiegend biohydrochemischer Natur—Stickstoff, Phosphor und Silizium,—ist im Baikal, sowie auch im Ozean nicht beständig. Ihre Konzentration unterliegt räumlichen und zeitlichen Schwankungen. Für diese Bestandteile können wir uns nur auf die Bestimmung der Ordnung ihrer Konzentration beschränken.

Der Vergleich der Konzentrationen im Baikal und im Ozean wird in der nachfolgenden Tabelle angeführt. Die Konzentrationen sind nach folgenden Angaben gegeben: für den Baikal—Metalle, nach Angaben von Schmidt, Pell und Frank-Kamenetzky, und Nichtmetalle, nach den neuesten (noch nicht veröffentlichten Daten der Baikalschen Limnologischen Station; für den Ozean—nach Dittmar mit Ergänzungen von W. I. Vernadsky, und Abänderungen nach den neuesten Daten der «Ozeanographischen Tabellen».

In der Spalte 3 sind die Verhältnisse dieser Konzentrationen zueinander, d. h. die Konzentrationskoeffizienten vom Mitglied der Akademie A. E. Fersman angebracht. Die Clarks des Ozeans können mit denen der ganzen Hydrosphäre in weitem Sinne des Wortes identifiziert werden, da die Süsswasser ihrem «Gewicht» nach nur etwa 0.5‰ des Ozeanwassers betragen, wobei ihre Konzentration nicht kleiner als die des destillierten Wassers sein kann,

woraus folgt, dass das Abnehmen der Ozeanclarks diese $0.5^0/_{00}$ nicht übersteigen kann. In der Spalte 4 befinden sich die Logarithmen dieser Koeffizienten

Elemente	Konzentration (in Milligrammatomen per Kilogramm)		Konzentrationskoeffizient für den Baikal	Logarithmen des Konzentrationskoeffizienten für den Baikal
	im Baikal C_B	im Ozean C_0	$\frac{C_B}{C_0}$	$\frac{C_B}{C_0}$
C	1.01_3	2.458	$4.12 \cdot 10^{-1}$	-0.385
N	$n \cdot 10^{-3}$	$n \cdot 10^{-2}$	$n \cdot 10^{-1} - n \cdot 10^{-2}$	$-1 + n \cdot 10^{-1}$
O	3.25_9	119.282	$2.73 \cdot 10^{-2}$	-1.543
Na	0.17_4	465.000	$3.7 \cdot 10^{-4}$	-3.43
Mg	0.17_2	54.156	$3.2 \cdot 10^{-3}$	-2.50
Al	—*	$n \cdot 10^{-2} - n \cdot 10^{-3}$	$n \cdot 10^{-1}$?	$-n \cdot 10^{-1}$?
Si	$n \cdot 10^{-2}$	$n \cdot 10^{-2} - n \cdot 10^{-3}$	$n \cdot 10^{0}$	$+n \cdot 10^{-1}$
P	$n \cdot 10^{-4}$	$n \cdot 10^{-3}$	$n \cdot 10^{-1} - n \cdot 10^{-2}$	$-1 + n \cdot 10^{-1}$
S	0.05_5	27.977	$2.6 \cdot 10^{-3}$	-2.71
Cl	0.02_1	545.446	$3.9 \cdot 10^{-5}$	-4.41
K	0.06_2	9.904	$6.2 \cdot 10^{-3}$	-2.20
Ca	0.38_4	10.484	$3.66 \cdot 10^{-2}$	-1.436

Die graphische Darstellung der erhaltenen Gesetzmässigkeit ist in der Abbildung gegeben. Da sich die Konzentrationskoeffizienten für den Baikal durch die Werte sehr verschiedener Grössenordnung ausdrücken, so sind an ihrer Stelle ihre Logarithmen auf der Ordinate abgetragen. Auf der Abszisse sind die Gruppen des periodischen Systems von Mendelejew abgetragen.

Die für die Reihe 3 erhaltene Kurve gibt Minimumwerte (maximale Verdünnung) für die Gruppen I und VII und Maximumwerte (minimale Verdünnung) für die Gruppe IV, mit Krümmungspunkten zwischen den Gruppen II und III für den aufsteigenden, und zwischen V und VI für den absteigenden Teil der Kurve. Für die Reihen 2 und 4 haben wir nur verhältnismässig kurze Kurvenabschnitte. Jedoch scheinen sie überhaupt der Kurve der 3. Reihe analog zu sein.

Die allgemeine Gesetzmässigkeit tritt deutlich hervor.

Limnologische Baikalstation
der Akademie der Wissenschaften der UdSSR.
Listvennitschnoje.

Eingegangen
d. 4. IX. 1936

* $n \cdot 10^{-3}$?

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1936. Volume IV (XIII), № 3 (107)

ZOOLOGY

DESCRIPTION OF THREE NEW SPECIES OF THE GENUS *ICELUS KRÖYER (PISCES, COTTIDAE)* FROM THE SEA OF JAPAN AND FROM OKHOTSK SEA

By A. TARANETZ

(Communicated by S. A. Zernov, Member of the Academy, 5. IX. 1936)

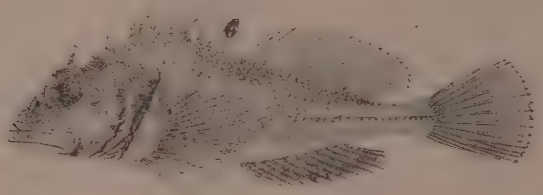
Icelus gilberti Taranetz* n. sp.

D IX. 17—18; *A* 12—13. Length of head is contained 2.4—2.6 times in the length of the body minus *C*; height of body—3.0—3.2. A small eye. Diameter of the orbit being 3.5—4.3 in the lenght of the head. The interorbital space deeply concave is contained 8.8—10.2 times in the length of the head and 2.0—2.9 times in the diameter of the orbit. On the body there are in addition to the dorsal and lateral plates smaller ones covering the space between the dorsal row of plates and dorsal fins. In the hind part of the body between the dorsal and lateral rows of plates, beginning from the 3—7 radius of the second dorsal row is located a row of plates which are only somewhat smaller in size than the dorsal ones. Sometimes this row is accompanied by additional plates, or the plates between the dorsal and lateral row are scattered in disorder. There are no plates under the pectoral fin, or not more than two plates are to be found. Nor are there any plates between the anal fin and the lateral line. The top and the sides of the head are thickly covered with fine prickly plates. The lower part of the head is bare, with small scattered pores. There are three pairs of wattles on the top of the head, of which the first located above the hind half of the eye is the largest and is almost always divided at the top into several sprouts. The two rear pairs are considerably smaller than the front pair, and not always ramified. The female species have a considerably weaker development of the wattles than the males. Single wattles are to be found at the sides of the head, at the rear end of the upper jaw and along the lateral line. The third pair of wattles is located in small occipital spines directed backward and concealed in the skin. The upper praeopercular spine is fine and straight, it is never split at the end and is always coated by skin to the very top. The anal papilla consists of a short and thick basic part and a solid conical appendage which exceeds it in length. The sides of the body are

* P. J. Schmidt (1) determines this genus as a separate subgenus *Icelopsis*(2)

covered with numerous dark reticulations and light spots. There are three hardly noticeable transverse dark stripes. The head is darkish, with the exception of the lower jaw and isthmus. There is a dark spot in the hind part *D*. Faint dark reticulations cover the first and second spinal fins, or there is no design at all on these fins. At the base of the pectoral fin there is a large dark spot. The anal fin of males is dark, while that of the females is covered by a few dark spots. The ventral fins of the males are dark, those of the females being light.

This genus is very peculiar in its symptoms, being an intermediate one between the long-bodied species, which have additional row of plates on



Icelus gilberti sp. n.

the body, and the short-bodied, smalleyed ones with a complex anal papilla without any additional rows of plates on the body. The specific development of the wattles is inherent exclusively to this genus.

Length up to 112 mm.

The drawing made by the artist V. V. Redzko.

Many of them are from the Sea of Japan at the Vladimir and Olga Bays, Southern Cape, one specimen is from the Okhotsk Sea, Aniva Cape (depths—56—180 m, on a pebble ground). Specimens in the Zoological Institute of the Academy of Sciences, Nos 25514, 25517 and 25328.

Icelus rastrinoides Taranetz, n. sp.

D IX, 21—22, *A* 19—20, *P* 18, l. l. 43—44. Length of head is 3.2—3.3 times in the length of body minus *C*; height of body: 4.7—5.8. Diameter of the orbit is 2.8—2.9 times in the length of the head. The interorbital space is 17—18 times in the length of the head and 4.3—6.4 in the diameter of the orbit. The dorsal row of plates is hardly distinguishable between the numerous plates of various sizes distributed in regular rows above the lateral line. Between the rows of plates on the back and the lateral line there is always a small free place. Between the anal fin and the side line there is one row of plates. Under this row there is usually to be found a number of scattered plates which also have a tendency to be ranged in a row. There are 2—3 rows of plates under the pectoral fins. The top and sides of the head are covered with numerous small serrated plates. Three pairs of faint antennae are located behind the eyes, the last of which is to be found on poorly developed occipital bumps. The occipital spikes are very weak and directed backward. The radii of the first dorsal fin are greatly extended in some specimens. The length is up to 115 mm.

8 specimens from the Sea of Japan at the Cave Cape and Olympyad Bay and at 45°05′ North latitude 138°06′ East longitude (depths 230—411 m).

Of all the known species it is the nearest to *I. scutiger** Bean (3), but differs in the location of the plates on the body in the number of radii in the dorsal and annal fins, etc.

Icelus perminovi Taranetz n. sp.

D VIII, 23; *A* 19—20; *P* 17—18. Length less *C* is 73 mm. Length of head is 3.22 in the length of the body less *C*. The height of head is greater than the height of body, 1.86 times in the length of the head; diameter of the orbit is 2.68, the interorbital space is 16.9; the height of the tail stem 6.86; the length of *P* 1.13; the interorbital space is 6.3 times in the diameter of the orbit. There are three pairs of black wattles at the top of the head. The nostrils are black. The spines are thickly planted on the head. The occipital ridges are weak. The body is absolutely devoid of plates between the dorsal row and the lateral line. There are numerous plates thickly planted under the pectoral fin. A few plates are found on the central line of the belly between the ventral and anal fins. The lower radii *P* form a blade. The longest radius *P* is the tenth one.

Okhotsk Sea at 56°12′ North latitude and 143°49′ East longitude. One specimen 85 mm long, a female.

It is close to *I. vicinalis* Gilbert (4) and to *I. canaliculatus* Gilbert (5) but differs in the distribution of osseous plates on the sides of body and a number of other symptoms.

The scheme below illustrates the position of the species described in this paper in the genus *Icelus***

I. Each plate in the dorsal row is armed with one strong point . *I. spiniger*

II. Each plate in the dorsal row bears a number of small spikes or (which is more seldom) there is no dorsal row at all.

A. The dorsl row of plates is absolutely absent. The body above the lateral line is entirely covered with plates scattered without any order . . . . . *I. scutiger.*

A′. Intermediate species. The body above the lateral line has several rows of plates, among which the dorsal row is. hardly distinguishable . . . . . *I. rastrinoides.*

AA. The dorsal row of plates is well developed.

B. There are no additional rows of plates on the body, save under the pectoral fin. The anal papilla has a well developed basic part of a cylindrical form or flattened at the top, from which sprouts a much finer claw-like appendage. The body is comparatively high and short, its height is usually less than 4.5 times in the length minus *C*. II *D* 16—12; *A* 12—17, l.l. 38—43. These species are found in comparatively shallow waters, usually at a depth of less than 200 m—*I. bicornis*, *I. spatula*, *I. uncinalis.*

B′. Intermediate species. There are plates above the dorsal row and between the dorsal and lateral rows. The anal papilla has a very short basic part from which sprouts a large conical appendage very thick at the base. The shape of the body and the formula are the same as in the preceding group . . . . . *I. gilberti.*

BB. Under the pectoral fin there may be, in addition to the dorsal and side raws of plates, plates which are usually located in raws above the dorsal row between the dorsal and side rows, between the side row and

---

* On the necessity of including this genus into the *Icelus* species see Taranetz (2)

** The scheme does not include the poorly investigated species *I. australis* Eigenmann et Eigenmann (6).

the anal fin and on the belly between *V* and *A*. These species are more elongated, the height of body being more than 5 times in length less *C*; the number of pores in l.l. and of radii in *D* and *A* is somewhat larger than in the B group: II *D* 21—24; *A* 18—20; l.l. 43—46. They prefer greater depths (200—750 m) . . . , ...

I. vicinalis, *I. euryops*,
I. canaliculatus, *I. rastrinoides*,
I. armatus, *I. perminovi*.

In conclusion I take the opportunity to thank G. U. Lindberg for a number of valuable remarks.

The Pacific Ocean Scientific
Institute of Marine Fisheries.
Vladivostok.

Received
5. IX. 1936.

REFERENCES

[1] P. J. Schmidt, Bull. Ac. Sci. URSS, N 3, 413—418 (1935) (English summary). [2] A. J. Taranetz, Bull. Far East. Branch Ac. Sci. USSR, N 13, 91 (1935) (English summary). [3] Bean, Proc. U. S. Nat. Mus. 41 (1890). [4] Gilbert, Rept. U. S. Fish. Comm., 413 (1893) (1896). [5] Gilbert, l. c., 412, pl. 24. [6] Eigenmann a. Eigenmann, West Amer. Sci., 131 (1889).

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1936. Volume IV (XIII), № 3 (107)

ZOOLOGY

THE SPECIES OF THE GENUS *TRIPTERYGION* FOUND IN THE BLACK SEA

By E. P. SLASTENENKO

(Communicated by S. A. Zernov, Member of the Academy, 7. IX. 1936)

Two genera of the family *Clinidae*—*the Criticeps* and the *Tripterygion*—are known in the Mediterranean Sea, while only one species of the genus *Tripterygion* has penetrated into the Black Sea, that is the *Tr. tripteronotus*. Another species was described by N. Maximov (1909)—*the Tripterygion nikolskii*, which up to now is mentioned in literature as a fish of the Black Sea. I have made special investigations with a limited number of specimens (17) that are kept in the Zoological Institute of the Academy of Sciences (3 specimens from the Black Sea neer Sevastopol and Mshatka and 2 specimens from the Mediterranean Sea near Messina), the Moscow State University (8 specimens from the Mediterranean Sea near Naples), the Laboratory of Prof. N. M. Knipovich (1 specimen from the Black Sea near Balaklava) and 3 specimens kindly forwarded to me from Naples by Prof. R. Dohrn. After examining the above mentioned material I arrived at the conclusion that the new species found in the Black Sea, the *Tripterygion nikolskii* described by N. Maximov represents nothing else but the female of the *Tripterygion tripteronotus (nasus)*. The distinguishing features mentioned by Maximov, by which the *Tripterygion nasus* differs from the *Tr. nikolskii*—the number of rays in the caudal, anal and pectoral fins, the colouring, the number of transverse scales and the plastic symptoms may be referred to sexual characteristics or may be explained by the lack of material of both sexes. These data are another confirmation of the absence in the Black Sea of any peculiar species of Mediterranean origin.

The genus *Tripterygion* Risso

Tripterygion, Risso, Hyst. nat., III., 1826, p. 241 (Type: *Tripterygion nasus*).

There are three dorsal fins of which the first is very short and lower than the others, the second is very long, but much smaller than the anal fin. The pectoral fins extend beyond the beginning of the anal fin, the pelvic fins in front of the pectoral fins consist of 2 soft rays. The body is covered with

ctenoid scales; the head, the gill covers, the bases of the pectoral fins and the belly up to the beginning of the anal fin are bare. The eyes are comparatively large. The snout is short with a narrow space between the eyes. The feelers above the eyes are of simple shape. The teeth are set on the jaws and the vomer. The body is compressed at the sides, elongated, gradually tapering towards the tail. There are six rays on the gills.

Tripterygion tripteronotus Risso.

Blennius tripteronotus, Risso, Ichth., Nice, 1810, p. 135, pl. 5, fig. 14.

Tripterygion nasus, Risso, Hist. nat., III, 1826, p. 241; Cuvier y Valenciennes, Hist. Nat., XI, 1836, p. 409, pl. 338; Lowe, Trans. Zool. Soc. 1849, p. 9.

Tripterygion melanurus, Guichenot, Explor. Sc. Alger, Poiss. 1850, p. 75.

Tripterygion melanocephalum, Cocco, Act. Acad. Genn., 1829, p. fasc. I, pl. 4.

Tripterygium nasus, Günther, Cat. fish., III., 1861, p. 276.

Tripterygium nikolskii, Maximov. Transact. of the Soc. f. Natur. Research at the Kharkov University, XLII, 1909, p. 59 (Crimea near Mshatka).

Tripterygium nasus, Maximov, l. c., p. 61 (Crimea near Mshatka and Balaklava).

Trypterygion tripteronotus, F. De-Buen, Fauna ictiologica 11, 1935, p. 143. (The Mediterranean Sea.)

Tripterygion nasus, Slastenenko, Ann. Sci. Univ. Jassi, XXII, 1936, p. 304., fig. 2 (The Black Sea).

D 3, 16—17, 11—13; *A* 24—26; *P* 15—16; *V* 2; squ. 40—44; l.l. 20—21. The body is compressed at the sides, gradually tapering towards the tail; the highest point is at the beginning of the second dorsal fin; the height is contained 5—6 times in the length of the body; the length of the head is contained 4—5 times in the length of the body. The diameter of the eyes is contained 3—4 times in the length of the head. The space between the eyes is narrow and is contained 2—3 times in the diameter of the eyes. The head has a convex profile and a short snout; on the head along the rim of the operculum, the lower jaw, under the eyes and in other places there are pores, the head having besides protuberances with small hairs. The back pair of nostrils has small lobes. The lips are sharply outlined, the upper jaw moves forward.

The teeth on the jaws and the palate are small, set in close rows; at the border of the jaw they are conical and far apart and longer. The length of the snout is equal to or a little greater than the height of the tail stem and the diameter of the eye, the latter dimension is contained 3—3.5 times in the length of the head. The feelers above the eyes are small and of simple shape. The corners of the mouth are on a vertical plane with the front rim of the eye or its front third part. The head, the operculum, the bases of the pectoral and pelvic fins, the belly up to the anal fin are bare, the remaining part of the body is covered by ctenoid scales; at the base of the caudal fin the scales are of small size, there are four transverse scales on the tail stem, the length of the latter is almost twice as small as the distance *Y—A*. The antedorsal distance and the height of the body are almost equal. The first dorsal fin begins at the back of the head on a level with the centre of the operculum or the back rim of the praeoperculum and on a level with the base of the pelvic fins of slightly in front of the same. The second dorsal fin begins immediately after the first and is connected with the same by

a membrane; the third dorsal fin is usually connected with the second by a membrane, but between the last ray of the second ant the first ray of the third fin there is an interspace equal to half and more of the height of the tail stem.

In the two first dorsal fins the rays are simple and inarticulate; in the third fin they are articulate or ramified; the first ray in the same being shorter than the 2—3 rays following. The length of the second dorsal fin is contained 3—3.5 times in the entire length of the body, and the length of the third equals half or rather less of the length of the body (without *C*). The pectoral fins consist of three kinds of rays, the number of which varies in the right and left fins, but their total number does not exceed 15—16; the lower lancet-shaped rays are usually 6—7 in number, less frequently 8—9; the central ramified rays are usually 7 in number, less frequently 4. There are usually 3 plain upper rays, in some cases 2 or 4. The length of the pectoral fins is contained approximately 4 times in the total length of the body and is almost equal to the distance from the beginning of the second dorsal fin to the beginning of the third dorsal fin; with a few exceptions the back rim of their rays does not reach the end of the base of the second dorsal fin. The pelvic fins reach or extend beyond the beginning of the anal fin; in the latter the first two rays are inarticulate and shorter than the following ones; the rims of their rays are free from membranes. The central rays of the caudal fin are ramified, the side rays are plain and articulate. The length is 72 mm.

Sexual dimorphism

Males (♂): the first two rays of the second dorsal fin are much longer than the rest; the head, belly, the base of the pectoral and pelvic fins are usually black, the body being generally of vivid colouring—the pectoral, anal and dorsal fins are red, the first dorsal fin is bordered by a bluish stripe, the same stripe being seen in the centre of the remaining dorsal fins; the pectoral fin, the second and third dorsal fins are marked by black dotted stripes; the ends of the rays are usually white in all fins; on the body there are usually five transverse brownishblack stripes, at the anal fin the belly is partly covered with scales.

Females (♀): the first two rays of the dorsal fin do not extend beyond the rest; the colouring of the body and head is rather variegated, of a brownish pink hue. The neck, belly, the rays of the pectoral and pelvic fins are of a yellowish-white colour. The first dorsal fin is red, the second and third slightly pink with 4 black stripes. On the caudal fin there are three dark transverse stripes. As to the rest a special difference in the colouring of males and females is manifested during the mating period.

Comparative Notes. No special difference exists in regard to meristic symptoms such as the number of rays in *D*, *A*, *P*, squ., the scales in the lateral line, etc., as well as in regard to meristic symptoms in males and females. The specimens from the Black Sea differ from those from the Mediterranean in a somewhat smaller number of rays in *D*, *A* and *P*, and partly in a greater height of the body and smaller size of the eyes.

Ecology. According to N. Maximov this species lives in holes, along the cliffs of the shore, among stones and rocks, avoiding places covered with a dense growth of seaweeds. They very seldom rise to the sufrace of the sea and usually live in pairs.

Propagation. In the Black Sea, on the coast of the Crimea—Sevastopol, Balaklava, Mshatka. In the Mediterranean Sea, the Atlantic ocean near the island of Madeira. No other specimens of this genus are met with in the Mediterranean or Black Sea.

Received
7. IX. 1936.

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1936. Volume IV (XIII), № 3 (107)

EXPERIMENTELLE ZOOLOGIE

DIE BEDEUTUNG DER TEMPERATUR UND DES GESCHLECHTSHORMONS IM PROZESSE DER MAUSER BEI VÖGELN

Von G. STREICH und E. SVETOSAROV

(Vorgelegt von N. V. Nassonov, Mitglied der Akademie, d. 2. IX. 1936)

Der Umstand, dass bis jezt die allgemeinen Gesetzmässigkeiten des Verlaufes der Mauser noch nicht genügend festgestellt und unsere Kenntnisse über die Ursachen, welche den periodischen Auftritt dieser Erscheinung bedingen, beschränkt sind, spricht dafür, dass der Frage noch nicht genügend Aufmerksamkeit gewidmet wurde; besonders bezieht sich dies auf die experimentelle Analyse. Bis jetzt ist am ausführlichsten der Einfluss des Hormons der Schilddrüse untersucht, welches, wie bekannt, bei Einführung in den Organismus des Vogels den Mauserprozess hervorruft. Jedoch der Versuch, diese Erscheinung für normale Bedingungen zu interpretieren, stösst auf grosse Schwierigkeiten ([8]). Von den anderen Faktoren, welche mit der Mauser im Zusammenhang stehen, haben vor allem grosse Bedeutung die Geschlechtsdrüsen. Die Angaben über gegensetige Beziehungen zwischen Mauser und Geschlechtstätigkeit [Henderson ([6], [7], [9], [14], [5])] zeigen, dass zwischen diesen zwei Prozessen ein enger Zusammenhang besteht. Auf Grund dieser Arbeiten kann aber der Charakter des Zusammenhanges nicht genügend geklärt werden, da sie sich nur auf die Erforschung der chronologischen Momente der Mauser gründen, welche unter natürlichen Verhältnissen verläuft. In den experimentellen Arbeiten [([13], [4]) Benoit], welche der Erforschung des Einflusses der Kastration auf das Gefieder gewidmet sind, wurde der Mauser wenig Aufmerksamkeit geschenkt und die zufälligen Beobachtungen dieser Erscheinung gaben widersprechende Resultate. Eine Ausnahme bildet die Arbeit ([3]), welche speziell ausgeführt wurde, um die Veränderungen der federbildenden Prozesse bei Kastration zu untersuchen, wobei auch festgestellt wurde, dass sich die Zahl der Mauserzyklen nach der Kastration vermehrt. Um diesen gegenseitigen Zusammenhang weiter zu analysieren, haben wir Kastrationsversuche an Enten unternommen, bei denen die Veränderungen der Mauser dadurch, dass dieselbe zeitlich schneller verläuft und weniger variabel ist, leicht festzustellen sind. Im weiteren haben wir unseren Plan der experimentellen Analyse der Mauser so orientiert, dass wir auch den Einfluss der äusseren Faktoren untersuchen konnten, wobei wir die Möglichkeit des direkten Einflusses einschätzten, wie auch des indirekten durch den Einfluss auf die Geschlechtsdrüsen. Die Abhän-

gigkeit der Entwicklung der letzteren von den Veränderungen des Lichtregimes wurde von Bissonnette ([2]) festgestellt; uns schien es wahrscheinlich, dass ähnliche Bedeutung auch die Temperatur haben kann. Literaturangaben über den Einfluss der Temperatur auf die Gonaden der Vögel sind keine vorhanden, für die Mauser liegen nur Hinweise von Pezard, Sand et Caridroit ([10]) vor, welche zeigen, dass bei Haltung der Vögel bei gleichbleibender Temperatur (+28°) eine Hemmung der Mauser beobachtet wird, und die Angaben von Beebe ([1]), welchem es gelang, bei Veränderung der Temperatur, Beleuchtung und Nahrung den normalen Rythmus des Gefiederwechsels zu stören.

Als Versuchsmaterial wurden 60 Erpel der Rouenrasse verwendet, 30 derselben befanden sich unter natürlichen Bedingungen, und 30 wurden im Stall bei einer Temperatur von +10° gehalten. Die Beobachtungen wurden vom 10. Januar bis 10. Dezember durchgeführt. Jeden Monat wurden 2 Vögel von jeder Gruppe kastriert. Die Geschlechtsdrüsen wurden gewogen und für histologische Bearbeitung fixiert. Alle Vögel, sowohl die Kontrolle als auch die Versuchsgruppen wurden jede Dekade auf den Mauserzustand hin untersucht. Die Einschätzung der Mauser wurde nach der von uns früher ausgearbeiteten Methode ausgeführt ([15]); es wurde die Zahl der gewechselten Steuer- und Schwungfedern der ersten und zweiten Ordnung festgestellt.

Es ist bekannt, dass die Zeit der Mauser und teilweise ihre Dauer in Abhängigkeit von der Vogelart, ihrer Produktivität und den Milieufaktoren (Temperatur, Nahrung usw.) schwankt. Bei normalen Verhältnissen findet die Mauser der Erpel von Ende Juni bis Anfang Oktober statt. Während dieser Zeit wechselt jedes Tier zweimal das Kleingefieder (Rumpf) und einmal die Flügelfedern.

Für die normalen Erpeln wurden analoge Termine auch in unserem Fall festgestellt. Als Resultat der Kastration ändert sich der Rythmus der Mauser wesentlich (Abb. 1).

Ungeachtet des scharfen Unterschiedes in den äusseren Bedingungen, im Vergleich zu denen, unter welchen die normale Mauser vor sich geht, haben die kastrierten Vögel unabhängig von den Haltungsbedingungen, einige Tage nach der Entfernung der Geschlechtsdrüsen mit der Mauser begonnen, und mauserten ununterbrochen das ganze Jahr hindurch. Die Folgerichtigkeit im Gefiederwechsel auf den einzelnen Pterylien blieb unverändert. Auch die charakteristische Eigenheit der Mauser des Flügels blieb beibehalten, welcher normal einmal zwischen zwei Mauserzyklen des Kleingefieders, oder zum Schluss des ersten Zyklus mausert. Während der Rumpf im Laufe des Jahres viermal mauserte, haben die Schwungfedern zweimal gewechselt, das erste Mal zwischen der ersten und zweiten Mauser und das zweite Mal zwischen der dritten und vierten Mauser. Die Dauer der Mauser blieb unverändert.

Die Kastration, welche im Ferbruar und später ausgeführt wurde, gab dieselben Resultate. Der Wechsel des Gefieders begann 10—15 Tage nach der Kastration und verlief ununterbrochen. Die Operationen, welche im Sommer an natürlich mausernden Vögeln ausgeführt wurden, hatten keinen Einfluss auf den Wechsel des Gefieders, aber den normalen zwei Zyklen der Mauser folgte noch ein dritter, d. h. auch hier wurde ein permanenter Mauserzustand beobachtet.

Die Erscheinung der ununterbrochenen Mauser der kastrierten Vögel zeigt, dass bei der Entfernung der Gonaden ein Faktor (Geschlechtshormon) ausgeschlossen wird, welcher hemmenden Einfluss auf den Gefiederwechsel-

prozess hat. Es entsteht jetzt die Frage, ob das Geschlechtshormon der einzige Faktor ist, welcher einen derartigen Einfluss ausübt, oder sind noch andere Faktoren vorhanden, welche den Rythmus der Mauser bestimmen. Das Bestehen von scharfen Saisonschwankungen in der Temperatur und der Umstand, dass die Mauser normalerweise in der heissesten Jahreszeit auftritt, macht den Einfluss der Temperatur bei der Bestimmung der Mauserzeit sehr wahrscheinlich. Unsere Beobachtungen veranlassen uns jedoch, anzunehmen, dass die Frage über den unmittelbaren Einfluss der Temperatur auf die Mauser negativ gelöst werden muss. Ein Vergleich der Mauser der Erpel unter natürlichen Verhältnissen mit derjenigen der Vögel, welche sich im geheizten Stall befanden, zeigte keinen Unterschied zwischen ihnen.

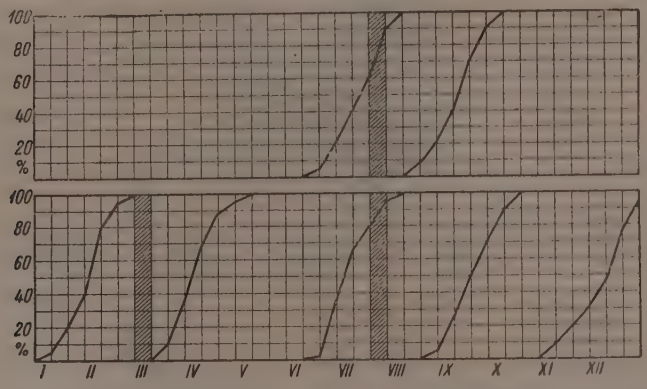


Abb. 1. Die Mauser normaler (oben) und kastrierter (unten) Erpel. Schraffierte Gebiete: Zeitpunkt des Wechsels der Schwungfedern.

Die gleichzeitig kastrierten Erpel mauserten vollständig gleichartig, ungeachtet dessen, dass sich die einen (im Januar) bei einer Temperatur von —20 —25° und die anderen bei einer konstanten Temperatur von +10° befanden. Diese Tatsache schliesst jedoch noch nicht die Möglichkeit eines indirekten Einflusses der Temperatur und anderer Faktoren der Umwelt (Licht) auf die Mauser aus. Der Umstand, dass die Geschlechtsdrüsen sehr stark auf jegliche Veränderung der Umwelt reagieren, machen die Annahme sehr wahrscheinlich, dass Temperatur und Licht indirekten Anteil am Gefiederwechselprozess haben, indem sie auf die Gonaden einwirken. Um diese Frage zu lösen, haben wir die Saisonveränderungen in den Geschlechtsdrüsen der Erpel untersucht, was uns erlaubte, folgende vier Perioden festzustellen. Die erste Periode umfasst die Zeit von Januar bis März, und charakterisiert sich durch bedeutende Gewichtszunahme der Gonaden, welche ihr Maximum erreicht beim Übergang in die zweite Periode, welche von April bis Juni dauert. Von Juli bis September folgt die Periode der Senkung der Geschlechtstätigkeit. Neue Gewichtsverminderung der Gonaden im Oktober charakterisiert den Übergang der Gonaden in die vierte Periode des depressiven Zustandes. Somit können wir im Zustand der Geschlechtsdrüsen zwei Perioden feststellen—funktionelle vom März bis September und depressive vom Oktober bis Februar. Durch welche Faktoren die beobachteten Schwankungen im Gewicht der Gonaden bestimmt werden, kann bis jetzt noch nicht aufgeklärt werden. Speziell die Gewichtsvergrösserung

der Gonaden im Frühjahr steht ohne Zweifel im Zusammenhang mit der Temperatursteigerung. Die Temperatur kann aber doch nicht der natürliche Faktor sein, welcher diese Veränderungen bestimmt. Ungeachtet dessen, dass wir im Sommer die höchste Mitteltemperatur haben, findet gerade in dieser Periode eine Gewichtsverminderung der Gonaden statt. Bei dem Übergang in die vierte Periode wird die Depression früher beobachtet als die Temperatursenkung vor sich geht. Jedoch dieser Faktor hat auch hier eine bestimmte Bedeutung, was aus den Angaben über den Zustand der Gonaden der Erpel bei verschiedener Temperatur hervorgeht. Bei den Erpeln, die bei einer konstanten Temperatur gehalten werden, geht die Gewichtssteigerung der Gonaden und der Beginn der Spermatogenese früher vor sich und verläuft intensiver als bei natürlichen Haltungsbedingungen. Trotzdem aber die Temperatur während der ganzen Beobachtungszeit konstant bleibt, können wir dennoch eine Gewichtsverminderung der Gonaden feststellen, wobei die Gewichtsverminderung sogar früher eintritt als bei den Vögeln, die im Freien lebten. Dies veranlasst, anzunehmen, dass die Saisonveränderungen in der Entwicklung der Geschlechtsdrüse nur zum Teil durch den Einflüss der äusseren Faktoren erklärt werden kann. Hauptsächlich werden sie doch durch die inneren Gesetzmässigkeiten, die der Drüse selbst eigen sind, bestimmt. Zu einem analogen Schluss kam auch schon Bissonnette ([2]), der den Einfluss des Lichtes auf die Geschlechtsdrüsen erforschte. Er zeigte, dass eine Vergrösserung der Dauer und der Intensität der Beleuchtung die Entwicklung der Geschlechtsdrüsen fördert. Bissonnette berichtet aber dabei, dass die von ihm erzielte Beschleunigung in der Entwicklung der Geschlechtsdrüsen kompensiert wird durch den früheren Eintritt der Involution, d. h. die allgemeine Dauer der Periode der Aktivität bleibt unverändert.

Die Tatsache, dass die Entfernung der Geschlechtsdrüsen eine ununterbrochene Mauser zur Folge hat, erlaubt den Schluss, dass auch normalerweise der Beginn des Gefiederwechselprozesses durch die Verminderung der Quantität des Hormons im Organismus des Vogels bestimmt wird, d. h., derselbe findet im Moment der verringerten Arktivität der Gonaden statt. Bei der Gegenüberstellung der Mauserperiode mit dem Zustand der Geschlechtsdrüsen können wir tatsächlich sehen, dass die Periode des Gefiederwechsels mit dem Moment der scharfen Gewichtsverminderung der Gonaden zusammenfällt (Abb. 2). Zu einem analogen Schluss kamen auch Woitkewitsch u. Nowikow ([13]), welche diesen Zusammenhang bei den Sperlingen studierten. Die Mauser findet in der dritten der von uns angeführten Periode (Juli—September) statt. Der Zusammenhang dieser Prozesse kann auch klar festgestellt werden bei der Gegenüberstellung des Zustandes der Geschlechtsdrüsen und dem Grad der Mauser bei den einzelnen Individuen. Das niedrigste Gewicht der Gonaden charakterisiert in der Regel Vögel, welche die Mauser fast beendet haben, oder die Schwungfedern eben erst abgeworfen haben. Dem entsprechen auch die Angaben über den histologischen Bau der Drüsen. In den Gonaden der Erpel, bei welchen noch die alten Schwingen vorhanden sind, wird aktive Spermatogenese beobachtet und eine grosse Menge von reifen Spermatozoiden. In Moment des Wechsels der Schwungfedern kommt die Spermatogenese im zweiten und dritten Stadium zum Stillstand. Wahrscheinlich beginnt die Mauser des Kleingefieders dann, wenn die Konzentration an Geschlechtshormon geringer geworden aber die Tätigkeit der Geschlechtsdrüsen noch nicht vollständig zum Stillstand gekommen ist. Die Mauser der Schwingen dagegen kann nur beginnen beim Übergang der Gonaden in den depressiven Zustand. Poll ([11]) und Schönenberg ([12]) bemer-

ken ebenfalls, dass während der Mauser der Enten regressive Veränderungen in den Gonaden vor sich gehen.

Aus oben Gesagtem kann man den Schluss ziehen, dass ausser durch das Licht, die Saisonveränderungen der Geschlechtsdrüsen auch durch die Temperatur kontrolliert werden, deren stimulierender Einfluss jedoch begrenzt ist. Ausserhalb dieser Grenzen hat die Temperatur den umgekehrten Einfluss. Die Verminderung der Aktivität der Gonaden im Sommer steht ohne

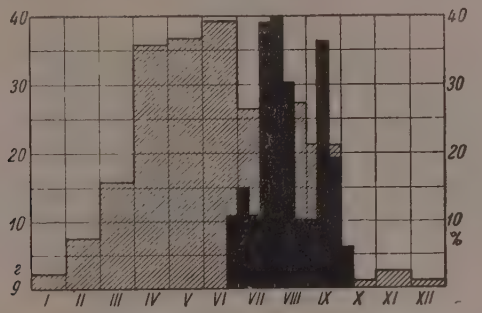


Abb. 2. Mauser und Saisonveränderungen des Gewichtes der Geschlechtsdrüsen. Schraffierte Säulchen—Gewicht der Gonaden in Gramm. Schwarze Säulchen—Intensität der Mauser in Prozenten.

Zweifel mit bestimmten Veränderungen des Licht- und Temperaturregimes in Beziehung und ist die Hauptursache, welche den Eintritt der Mauser bedingt. Ein unmittelbarer Zusammenhang zwischen dem Prozess des Gefiederwechsels und den äusseren Faktoren besteht wahrscheinlich nicht.

Institut für experimentelle Morphogenese
und Entwicklungsmechanisches Laboratorium.
Akademie der Wissenschaften der UdSSR.
Moskau.

Eingegangen
d. 2. IX. 1936.

ZITIERTE LITERATUR

[1] W. Beebe, Amer. Naturalist, **42** (1908). [2] T. H. Bissonnette, Physiol. Zool., **4** (1931). [3] N. W. Belsky, Biol. Ztbl., **55** (1935). [4] H. D. Goodale, Carnegie Inst. Wash. Publ., 243 (1916). [5] W. N. Keck, Journ. of exper. Zool., **67** (1934). [6] W. Küchler, Journ. f. Ornith., **83** (1935). [7] В. Ф. Ларионов, Тр. Ин-та птицепром., **1** (1933). [8] W. Th. Larionov, Biol. Gener., **12** (1936). [9] D. R. Marble, Bull. Univ. Agr. Exp. Stat., N. 503 (1930). [10] A. Pezard, K. Sandet F. Caridroit, Arch. de Biol., **36** (1926). [11] H. Poll, Arch. f. mikr. Anat., **77** (1911). [12] K. Schöneberg, Arch. f. mikr. Anat., **83** (1913). [13] М. М. Завадовский, Пол и развитые его признаки, Москва (1922). [14] A. A. Woitkewitsch u. B. G. Novikow, Biol. Ztbl., **56** (1936). [15] Г. Штрайх и Е. Светозаров, Тр. Ин-та птицепром., **2** (1935).

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1936. Volume IV (XIII), № 3 (107)

EXPERIMENTELLE ZOOLOGIE

FAKTOREN, WELCHE DEN GESCHLECHTS- UND SAISONDIMORPHISMUS IM GEFIEDER DER ENTEN BESTIMMEN

Von E. SVETOSAROV und G. STREICH

(Vorgelegt von N. W. Nassonov, Mitglied der Akademie, d. 2. IX. 1936)

Bei den Untersuchungen über den Geschlechts- und Saisondimorphismus in der Gefiederfärbung der Enten war unser Hauptaugenmerk auf die zweite Frage gerichtet, da das Problem des Geschlechtsdimorphismus im allgemeinen und speziell bei den Enten schon in bedeutendem Masse aufgeklärt ist.

Der Saisondimorphismus hat die Aufmerksamkeit der Forscher weniger angeregt, trotzdem dieses Problem scheinbar noch komplizierter ist, besonders wenn diese Erscheinung vom phylogenetischen Standpunkt aus betrachtet wird. Hier sind noch eine Reihe wesentlicher Lücken vorhanden, und speziell bei Enten ist die Frage nicht aufgeklärt, welche Faktoren das Sommerkleid des Erpels bestimmen. Bei der Analyse müssen vor allem zwei Momente festgestellt werden: die Zeit, wann dieses Federkleid determiniert wird und zweitens der Ort, wo die bestimmenden Faktoren lokalisiert sind.

Die erste Frage kann durch die Arbeiten von K u h n ([12]) als gelöst angesehen werden; zur Aufklärung der zweiten Frage liegen nur wenige und widerspruchsvolle Angaben vor. Wenn wir von der Annahme ausgehen, dass das Sommerkleid des Erpels vom männlichen Geschlechtshormon bestimmt wird, bleibt unklar, warum das federbildende Gewebe, indifferent während eines Teiles des Jahres gegen die Wirkung dieses Hormons, anders bei der Bildung des Sommerkleides reagiert, welches dem des Weibchens gleich ist.

In unseren Untersuchungen versuchten wir endgültig die zwei oben genanten Fragen zu lösen. Die dritte Frage—über die Natur der bestimmenden Faktoren—liegt, wenn die Annahme über die hormonale Bedingtheit des Sommerkleides richtig ist, schon im Gebiet der Biochemie der Geschlechtshormone und muss durch spezielle Untersuchungen unter Anwendung einer entsprechenden Methodik gelöst werden.

Klar ausgedrückter Geschlechts- und Saisondimorphismus im Gefieder wird bei den Enten der Rouenrasse beobachtet. Das einförmige Gefieder des

Sehr wahrscheinlich ist die Annahme von Zondek, dass das weibliche Geschlechtshormon im Organismus des Männchens sich bildet als Resultat des Zerfalls eines gewissen Teiles des männlichen Hormons im Moment seiner maximalen Konzentration. Wenn diese Annahme richtig ist, kann die oben gestellte Frage auch in genanntem Sinne gelöst werden.

Im Charakter der federbildenden Prozesse bei den Enten ist noch eine Erscheinung bekannt, welche bis jetzt nicht genügend geklärt, aber von allgemein biologischem Interesse ist. Wie bekannt, mausern die Flügelfedern bei den Enten einmal im Jahr, aber in der Färbung und Zeichnung der Federn ist kein Geschlechts- wie auch Saisondimorphismus vorhanden. Jetst ist die Frage, ob dieser Monomorphismus primär ist, d. h. unabhängig von dem Geschlechtshormon, oder ist dies eine Erscheinung die sekundär ist und im Zusammenhang mit den Gonaden steht? Caridroit ([3], [4]) zeigte, dass bei der Entfernung der Schwungfedern zweiter Ordnung bei den Enten in der Zeit hoher Legetätigkeit man Federn erhalten kann, die sich stark von den normalen unterscheiden. Der Spiegel verschwindet, die Färbung der ganzen Federn wird heller und ohne den weissen Endstreifen. Die Form der Federn wird mehr symmetrisch und das distale Ende nimmt eine abgerundete Form an. Solche Veränderungen entstehen aber nur in einer bestimmten Periode, in der anderen Zeit sind die nachwachsenden Federn normal.

Nach dem Charakter der sich entwickelnden Federn unterscheidet Caridroit drei Perioden. Die erste, nach der Mauser bis Oktober—normale Federn, die zweite von Oktober bis Januar—gemischte Farbe und Form, und die dritte Periode vom Januar bis zur Mauserzeit—mit einem Federwachstum, das dem weiblichen Typ sehr ähnlich ist. Die Tatsache der Veränderungen der normalen Färbung und Form der Feder nur in der Periode der hohen Aktivität des Eierstocks führte Caridroit zu dem Schluss, dass diese Veränderungen durch die Einwirkung des weiblichen Geschlechtshormons bestimmt werden. Wir haben die Richtigkeit dieses Schlusses überprüft in Versuchen mit unmittelbarer Einwirkung des weiblichen Geschlechtshormons auf den Vogel. Zu diesem Zwecke wurde kastrierten Erpeln, bei denen vorher ein Teil der den Spiegel tragenden Schwungfedern entfernt wurden, Follikulin injiziert. Die an Stelle der ausgerupften nachwachsenden Federn waren weiblichen Typs, d. h. ohne Spiegel und mit Formveränderung. Dies beweist, dass bei den Enten ein Geschlechtsdimorphismus auch in bezug auf diese Federn besteht. Da jedoch die Schwungfedern normalerweise in einer Zeit ausfallen, wo die hormonale Tätigkeit des Eierstocks niedrig ist, äussert sich dieser Dimorphismus nicht. Genanntes Merkmal gewann somit eine hohe Reizschwelle, welche im Prozesse der phylogenetischen Entwicklung der Geschlechts- und Saisonunterschiede im Gefieder entstand.

Institut für experimentelle Morphogenese
und Entwicklungsmechanisches Laboratorium.
Akademie der Wissenschaften der UdSSR.
Moskau.

Eingegangen
d. 2. IX. 1936.

ZITIERTE LITERATUR

[1] J. Benoit, Trans. on the Dynamics of development, **10** (1935). [2] F. Caridroit et V. Regnier, C. R. Soc. Biol. Paris, **96** (1927.) [3] F. Caridroit et V. Regnier, C. R. Soc. Biol. Paris, **105** (1930). [4] F. Caridroit et V. Regnier, C. R. Soc. Biol. Paris, **109** (1932). [5] F. Cavazza, Boll. Zool., **2** (1931). [6] F. Cavazza, Arch. de Zool., **74** (1932). [7] Ch. Champy, Arch. Anat.

micros., **31** (1935). [8] H. D. Goodale, Biol. Bull., **20** (1910). [9] H. D. Goodale, Carnegie Inst. Wash. Publ., 245 (1916). [10] H. D. Goodale, Anat. Record, **14** (1918). [11] O. Heinroth, Verhandl. ü. d. 5. Intern. Ornith. Kongr., [12] Otto Kuhn, Arch. f. Entw.-Mech., **127** (1932). [13] H. Poll, Sitzgsber. Ges. naturforsch. Freunde, Berlin, N. 6 (1921). [14] V. Regnier et F. Caridroit, C. R. Soc. Biol. Paris, **105** (1930). [15] G. Streich et Svetozarov, C. R. Acad. Sci. URSS, IV, No 3 (1936). [16] V. T. Tallent, La Nature (1931). [17] M. M. Zawadowsky, Endocrin., **5** (1929).

PRIX D'ABONNEMENT

Un an — 36 livraisons . . . . . $ 15
Six mois — 18 livraisons . . . $ 7.50
(Séparément $ 0.50 le numéro)
«Nouvelle Série» pour 1933 — 6 livraisons . . . $ 2
«Nouvelle Série» pour 1934 — l'année complète épuisée; volume III (9 livraisons) et volume IV (9 livraisons) en vente à $ 3 le volume.

URSS — Meždunarodnaja Kniga, 18, Kuznetskij Most. Moscou (Compte courant n° 263 Banque d'État de l'URSS, 12, Neglinnaja. Moscou).
NORTH and SOUTH AMERICA — BOOKNIGA CORPORATION. 255 Fifth Avenue. New York, N. Y.
GREAT BRITAIN — W. H. SMITH & son, Ltd. Strand House, Portugal °t London, W. C. 2.
FRANCE — MESSAGERIES HACHETTE. Service Abonnements. 111, Rue Réaumur. Paris, 2e.
SUISSE — Administration du Journal „LE TRAVAIL". 39, Rue de Lausanne. Genève.
ROUMANIE — Ig. HERTZ. Calea Victoria 5. Bucarest.
E. S. R. — MELANTRICH, Akc. Spol. Knihkupectvi — odd. slovanskych knih. Vaclavské nam 42. Praha II. (Ucet post. spor. 20. 208).
BELGIQUE — LIBRAIRIE P. DRIESSEN 38. Vieille Halle-aux-Blés. Bruxelles (C. C. P. 1861. 15).
CHINA — AMERICAN BOOK & SUPPLY Co 841 Bubbling Well Road. P. O. Box 1798. Shanghai.
HOLLAND — J. GINSBERG. University Bookseller. Kort Rapenburg, 17. Leiden
LIETUVA — „MOKSLA". Knygynas. Laisves Aleja, 46. Kaunas.
TURQUIE — LIBRAIRIE HACHETTE. Succursale de Turquie. 469, Avenue de l'Indépendance. Boite Postale Pera 2219. Istanbul.
DEUTSCHLAND — OTTO HARROSSOWITZ. Leipzig C 1. Auerstrasse 14.
POLSKA — GEBETHNER & WOLFF. Filja 1. Krakowskie Przedm. 15 Warszawa.
ROSSICA. Chmielna 5. Warszawa.
KSIEGARNIA GIRSZOWSKIEGO. Zamkowa 13. Wilno.
JAPAN — NAUKA Booksellers No. 13. 2-Chome Jimbocho. Kanda Tokyo.
PALESTINE — SAFRAN Co Jaffa Rd. 36. P. O. B. 223. Haifa.
BULGARIA — T. F. TSCHIPEFF. Buchhandlung Boulevard Dondoukoff 20/22 Sofia. (Postscheckkonto-Sofia 540).

Les «Comptes Rendus», largement expédiés à l'étranger dans les centres scientifiques les plus importants et dans les bureaux de nombreuses revues, sont le seul organe scientifique en URSS, donnant tous les dix jours un compte rendu des plus récentes acquisitions de la science soviétique.

Prix — $ 0.50